

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи



Новоковская Алина Львовна

**ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ФРОНТАХ
ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ В ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ
И ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ СРЕД**

1.3.4. Радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н., проф.
Бакунов Михаил Иванович

Нижний Новгород – 2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Глава 1. Трансформация радиоволн на фронтах ионизации широких атмосферных ливней	21
1.1. Модель ШАЛ и система основных уравнений	22
1.2. Численное исследование влияния времени жизни плазмы на отражение радиоволны от ШАЛ	26
1.3. Анализ коэффициента отражения в зависимости от параметров ШАЛ и частоты волны	27
1.4. Оценка реалистичности радарного детектирования ШАЛ.....	34
1.5. Особенности безотражательного режима трансформации радиоволны на «сверхсветовом» ШАЛ.....	44
1.6. Выводы по главе 1	58
Глава 2. Нестационарные режимы трансформации электромагнитных волн на фронте ионизации	60
2.1. Трансформация электромагнитной волны на внезапно останавливающемся фронте ионизации	61
2.2. Трансформация короткого электромагнитного импульса на фронте ионизации	72
2.3. Выводы по главе 2	78
Глава 3. Полуаналитическая модель генерации квазистатических предвестников при многофотонной ионизации электрооптических кристаллов ультракороткими лазерными импульсами.....	79
3.1. Модель нестационарных ленточных токов	80
3.2. Эволюция волновой формы предвестников.....	86
3.3. Выводы по главе 3	91

Глава 4. Преобразование биполярных терагерцовых импульсов в	
униполярные при оптической ионизации кристалла GaAs.....	92
4.1. Схема преобразования.....	93
4.2. Численное моделирование прохождения терагерцовых импульсов через слой нестационарной плазмы	96
4.3. Схема эксперимента и экспериментальные результаты	99
4.4. Выводы по главе 4	105
Заключение.....	106
Список литературы.....	108
Список публикаций по диссертации	118

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и степень разработанности темы

Релятивистски движущиеся области плазмообразования, создаваемые в веществе различными ионизирующими факторами (потоками частиц, ударными волнами, лазерными импульсами), являются практическим примером реализации релятивистского зеркала (зеркала Эйнштейна [1]), способного обеспечивать доплеровское преобразование электромагнитных волн. Исследование трансформации электромагнитных волн на релятивистских фронтах ионизации активно ведется уже в течение длительного времени (см. пионерскую работу [2]) применительно к задачам устойчивости радиосвязи, диагностики нестационарных плазменных образований и частотного преобразования волн.

Одним из важных примеров реализации релятивистского фронта ионизации в естественных условиях являются широкие атмосферные ливни (ШАЛ) – каскады вторичных частиц (в основном электронов), рождаемых в атмосфере Земли первичными космическими частицами (протонами, альфа-частицами и более тяжелыми ядрами) сверхвысоких ($\geq 10^{18}$ эВ) энергий. Ионизационный след ШАЛ, возникающий на высотах ~ 10 км, представляет собой релятивистски движущийся к земле диск из непрерывно возникающей и быстро распадающейся плазмы. Толщина диска определяется временем жизни электронов плазмы за фронтом ионизации, которое уменьшается от ~ 40 нс на высоте 5 км до ~ 15 нс на уровне моря [3,4]. При этом толщина диска составляет около метра, что существенно меньше его диаметра (несколько сотен метров).

Актуальной задачей является регистрация характеристик ШАЛ, на основании которых могут быть сделаны заключения о составе и энергетическом спектре первичных космических частиц. Наряду с уже применяемыми для этой цели методами (регистрацией частиц ливня в наземных детекторах большой площади, наблюдением оптической флуоресценции возбужденного атмосферного азота с помощью специальных телескопов, приемом геосинхротронного радиоизлучения от вторичных частиц [5]) изучается возможность реализации высказанной Блэкеттом и

Ловеллом еще в 1941 году идеи о радарном детектировании ШАЛ на основе приема рассеянных ионизационным следом ливня сигналов наземных радиопередатчиков [6]. Первые экспериментальные попытки такого детектирования с помощью специально построенного радиотелескопа в обсерватории Джодрелл-Бэнк не увенчались успехом [7], и интерес к идее угас на десятилетия. После отдельных спорадических публикаций [8-10] новая волна исследований была инициирована теоретической работой Горхэма [11], в которой был сделан вывод о возможности детектирования ШАЛ, вызванных первичными частицами с энергией выше 10^{18} эВ, радаром VHF диапазона (30-100 МГц). Попытки экспериментального наблюдения эхо-сигналов от ШАЛ были предприняты несколькими исследовательскими группами: LAAS (Large Area Air Shower) [12], Brookhaven National Laboratory [13], Jicamarca Radio Observatory [14, 15], MU (Middle and Upper Atmosphere) radar group [16], коллаборацией MARIACHI (Mixed Apparatus for Radar Investigation of Cosmic-rays of High Ionization) [17] и проектом TARA (Telescope Array RAdar) [18, 19]. Однако надежного экспериментального подтверждения радарного детектирования ШАЛ так и не было получено. Тем не менее, благодаря ряду потенциальных преимуществ данного метода интерес к нему сохраняется [20].

В предыдущих работах оценки величины принимаемого на земле сигнала основывались на предположении, что ШАЛ, подобно метеорам, оставляет в атмосфере ионизационный след в виде длинного плазменного цилиндра, на котором зондирующая радиоволна рассеивается как на статическом объекте [11]. Данная модель не учитывает доплеровского частотного сдвига рассеянной волны и ее релятивистской абберации, а также влияния на амплитуду волны процессов рождения электронов и их рекомбинации.

В диссертации возможности радарного детектирования ШАЛ рассмотрены на основе современных представлений о ШАЛ как релятивистски движущихся дисках быстрого плазмообразования и распада плазмы. Строго электродинамически решена задача об отражении электромагнитной волны от релятивистского фронта ионизации, образующего быстро рекомбинирующую столкновительную плазму. В общетеоретическом плане новым здесь является численное исследование влияния

времени жизни плазмы на величину коэффициента отражения волны и определение условий возможности пренебрежения процессами рекомбинации при расчете отражения. Также впервые исследованы особенности отражения в режиме высокой частоты соударений электронов и ультрарелятивистского движения фронта. В плане практического применения к детектированию ШАЛ получены значения коэффициента отражения волны и ее частотного сдвига для характерных параметров ШАЛ, даны оценки приходящей на землю мощности отраженного от ШАЛ радиоизлучения. Показана принципиальная возможность детектирования ШАЛ с использованием передатчиков средневолнового диапазона.

Применительно к задачам повышения частоты и компрессии импульсов микроволнового излучения привлекательным является использование трансформации электромагнитных волн на фронтах ионизации, создаваемых в веществе ультракороткими лазерными импульсами [21]. В этом случае вещество не разгоняется до релятивистской скорости, движется только нематериальный объект – граница создаваемой плазмы, что выгодно отличает данный способ от использования в качестве зеркала релятивистских электронов [22-24]. В первых экспериментах фронт ионизации создавался пикосекундным импульсом ультрафиолетового излучения в заполненном газом резонаторе, было продемонстрировано повышение частоты микроволн с 34,8 ГГц до 173 ГГц при плотности плазмы за фронтом ионизации $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [25]. Для расширения рабочего диапазона метода в сторону более высоких частот предпочтительно использовать фронты ионизации не в газах, а в полупроводниках, где более плотная (электрон-дырочная) плазма может быть создана лазерными импульсами меньшей интенсивности и большей длины волны за счет одно- и многофотонной ионизации [26-28]. Экспериментально продемонстрировано доплеровское повышение частоты терагерцового излучения на фронте однофотонной ионизации (с плотностью плазмы $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) кремния импульсами фемтосекундного титан-сапфирового усилителя [29].

Теоретическое исследование трансформации электромагнитных волн на фронтах ионизации, как правило, ограничено рассмотрением стационарного режима, когда падающая на фронт волна является (квази)монохроматической, а

фронт – равномерно движущимся (см., например, [2, 25, 30]). В экспериментах, однако, длина пробега фронта ионизации ограничена – либо толщиной слоя ионизируемой среды (газа в трубке, кристалла), либо истощением лазерного импульса накачки. В диссертации впервые исследован нестационарный режим, когда фронт ионизации внезапно останавливается (достигнув границы ионизируемой среды). Показано, что остановка фронта может приводить к таким эффектам, как формирование статического магнитного поля в области перед фронтом и вытекание сдвинутой вверх по частоте скиннующейся волны из плазмы в свободное пространство. Показано также, что последний эффект перспективен для частотного преобразования коротких импульсов.

В настоящее время большой интерес вызывают униполярные электромагнитные импульсы, т.е. импульсы с ненулевой электрической площадью (см., например, обзор [31]). Введенные в рассмотрение Бессоновым еще в 1981 году как «странные волны» (см. [32]), униполярные импульсы стали предметом детального изучения совсем недавно в связи с осознанием целого ряда преимуществ их применения в исследованиях взаимодействия света с веществом. В частности, униполярные терагерцовые импульсы могут быть использованы для сверхбыстрого управления динамикой ридберговских атомов [33], фемтохимии на металлических поверхностях [34], выстраивания молекул [35, 36], нелинейной терагерцовой спектроскопии [37] и ускорения частиц [38, 39].

Наряду с обсуждением фундаментальных вопросов, касающихся условий существования униполярных импульсов [40], в литературе рассматриваются различные методы их генерации. В частности, униполярные импульсы могут генерироваться в виде переходного излучения при прохождении электронных пучков высокой энергии через металлические фольги [41] или в виде излучения от модулированного электронного пучка в сужающемся ондуляторе [42]. В настольных установках полупериодные импульсы пикосекундной длительности наблюдались в ближней зоне фотопроводящих антенн [43] и при ионизации твердотельных мишеней лазерными импульсами [44]. Предложены методы преобразования обычных

биполярных импульсов в униполярные за счет неоднородного усиления в неравновесной быстро релаксирующей плазме [45] и пространственной фазовой модуляции терагерцовых импульсов при их оптической генерации в слое резонансной нелинейной среды [46].

Недавно был предсказан и экспериментально подтвержден эффект генерации униполярных квазистатических предвестников ультракоротких лазерных импульсов при их распространении в электрооптических кристаллах в условиях, когда лазерный импульс одновременно испытывает оптическое выпрямление и создает в кристалле фронт многофотонной ионизации [47]. Теоретически предсказано, что при использовании в качестве накачки распространенных фемтосекундных лазерных систем с энергией импульса в несколько миллиджоулей электрическое и магнитное поля в предвестнике могут достигать значений $\sim 0,4$ МВ/см и $\sim 0,1$ Тл [48]. Механизм генерации квазистатических предвестников связан с ускорением фотоэлектронов, рожденных на фронте ионизации кристалла, электрическим полем выпрямленного лазерного импульса. Возникающий при этом всплеск тока и является источником электромагнитного предвестника. По мере распространения лазерного импульса в кристалле процесс излучения полей из области фронта ионизации непрерывно повторяется, приводя к формированию протяженного предвестника с квазипостоянными значениями электрического и магнитного полей. Фактически данный процесс представляет собой трансформацию выпрямленного электрического поля в электромагнитный предвестник на фронте ионизации.

Для практического использования квазистатических предвестников в качестве униполярных импульсов важное значение имеет исследование динамики разрушения униполярности предвестников по мере их распространения в свободном пространстве вне кристалла-генератора. В работе [49] было выполнено двумерное численное моделирование методом FDTD процесса генерации квазистатического предвестника импульсом фемтосекундного титан-сапфирового лазера (с шириной пучка ~ 4 мм) в кристалле GaP толщиной 3 мм и последующего распространения предвестника в свободном пространстве на расстояние в 2 мм. Было показано, что на таком расстоянии предвестник еще сохраняет свою униполярность. Применение

метода FDTD для моделирования распространения предвестников на существенно большие расстояния встречает значительные сложности.

В диссертации разработана дискретная полуаналитическая модель, которая представляет генерацию квазистатического предвестника лазерным импульсом в кристалле как излучение от последовательно включающихся ленточных токов, распределенных вдоль лазерного пучка накачки. Данная модель позволяет рассчитывать поля квазистатического предвестника в свободном пространстве на произвольном расстоянии от кристалла-генератора. С использованием разработанной модели показана сложная динамика изменения формы предвестника с расстоянием: от униполярной к квазиуниполярной и затем к биполярной.

В диссертации также предложен способ получения униполярных импульсов, основанный на отсечке части (полуволны) биполярного (одно- или многопериодного) импульса терагерцового излучения путем создания плазменного зеркала в пластине кристалла GaAs за счет однофотонной ионизации приповерхностного слоя кристалла ультракоротким оптическим импульсом титан-сапфирового лазера (с длиной волны 800 нм). Из-за быстрого истощения лазерного импульса фронт ионизации пробегает в кристалле лишь короткую дистанцию (~ 1 мкм), практически мгновенно создавая плотную плазму, которая отражает следующую за первой полуволной часть терагерцового импульса.

Ранее сверхбыстрая генерация электрон-дырочной плазмы лазерными импульсами в полупроводниках уже применялась для манипуляции терагерцовым излучением в некоторых случаях. Так, прохождение терагерцовых импульсов через ионизируемую пластину Si использовалось для модификации временной формы и спектра импульса [50]. Отражение терагерцового импульса от плазменного зеркала, создаваемого при облучении лазерными импульсами кристалла Ge, использовалось для формирования резкого фронта в волновой форме терагерцового импульса [51]. Были продемонстрированы быстрые опто-терагерцовые модуляторы на основе кристалла GaAs [52]. Исследовалось рассеяние терагерцового излучения на фотоиндуцированной плазменной решетке на поверхности кристалла GaAs [53]. Пространственно-периодическое фотовозбуждение пластины Ge, помещенной

внутри плоскопараллельного волновода с металлическими стенками, позволило мультиплицировать входной терагерцовый импульс [54] и создавать у него чирп [55]. Было продемонстрировано доплеровское повышение частоты импульсов терагерцового излучения при отражении от фронта фотоионизации в Si [29]. В диссертации же фотоионизация полупроводника впервые использована для получения униполярных импульсов.

Цель и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является исследование трансформации электромагнитных волн на релятивистски движущихся областях плазмообразования в ранее не исследованных режимах, связанных с быстрым распадом сильнотолкнувительной плазмы за фронтом ионизации, присутствием в области плазмообразования стороннего электрического поля и нестационарностью взаимодействия волны с фронтом ионизации.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- теоретическое исследование трансформации электромагнитной волны на ультрарелятивистском фронте ионизации, образующем быстро рекомбинирующую сильнотолкнувительную плазму;
- расчет характеристик радиоволны, отраженной от области плазмообразования широкого атмосферного ливня в атмосфере Земли, оценка приходящей на землю мощности;
- теоретическое исследование трансформации электромагнитной волны на внезапно останавливающемся фронте ионизации;
- разработка дискретной полуаналитической модели для исследования генерации квазистатического электромагнитного предвестника на фронте фотоионизации в кристалле и последующего распространения предвестника в свободном пространстве вне кристалла;
- разработка и экспериментальная апробация метода получения униполярных электромагнитных импульсов, основанного на отсечке части биполярного

импульса терагерцового излучения путем однофотонной ионизации приповерхностного слоя полупроводникового кристалла ультракоротким лазерным импульсом.

Научная новизна работы

Научная новизна работы состоит в следующем.

1. Впервые исследовано влияние времени жизни плазмы, создаваемой на релятивистском фронте ионизации, на коэффициент отражения электромагнитной волны от фронта и определены условия пренебрежимости процессов распада плазмы при расчете отражения.
2. Впервые исследованы особенности трансформации электромагнитной волны на фронте ионизации в характерном для ШАЛ режиме высокой частоты соударений электронов и ультрарелятивистского движения фронта.
3. Впервые рассчитаны характеристики радиоволны, отраженной от движущейся области образования и распада плазмы ШАЛ, с учетом релятивистских эффектов и нестационарности плазмы.
4. Впервые исследована трансформация электромагнитной волны на внезапно останавливающемся фронте ионизации.
5. Разработана оригинальная полуаналитическая модель, позволяющая рассчитывать волновую форму электромагнитных квазистатических предвестников, генерируемых при ионизации электрооптических кристаллов лазерными импульсами, на произвольных расстояниях от кристалла. Определены расстояния, на которых униполярность предвестника сменяется квазиуниполярностью, а затем и биполярностью.
6. Разработан новый метод получения униполярных электромагнитных импульсов, основанный на отсечке части биполярного импульса терагерцового излучения при сверхбыстрой ионизации приповерхностного слоя кристалла GaAs импульсом фемтосекундного титан-сапфирового лазера.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Проведенное в диссертации теоретическое исследование трансформации радиоволн на релятивистски движущемся плазменном диске ШАЛ позволило объяснить отрицательные результаты многолетних экспериментальных попыток радарного детектирования ШАЛ как статических плазменных объектов и оказало влияние на прекращение работ по проектам TARA и MARIACHI [19].

2. Оценки приходящей на землю мощности отраженного от ШАЛ радиоизлучения, сделанные на основе разработанной в диссертации теории трансформации радиоволн на релятивистском плазменном диске ШАЛ, показывают принципиальную возможность практической реализации радарного детектирования ШАЛ на основе приема сильно сдвинутого вверх по частоте отраженного радиоизлучения (например, до 3 ГГц с частоты зондирующей радиоволны 1 МГц).

3. В диссертации предложена практическая схема радарного детектирования ШАЛ с расчетом числа приемных антенн на 1 км² области покрытия.

4. Предложенный в диссертации режим трансформации электромагнитной волны на останавливающемся фронте ионизации с вытеканием скинирующей волны из плазмы в свободное пространство перспективен для частотного преобразования коротких электромагнитных импульсов.

5. Полученные в диссертации теоретические результаты по динамике разрушения униполярности квазистатических предвестников в ходе их распространения после выхода из кристалла-генератора определяют ограничения на схемы практического использования предвестников в качестве униполярных импульсов.

6. Разработанный метод получения униполярных электромагнитных импульсов с помощью нестационарного плазменного зеркала может быть использован для создания источников униполярных полей высокой напряженности.

Основные положения, выносимые на защиту

1. При трансформации электромагнитной волны на релятивистском фронте ионизации, создающем неподвижную рекомбинирующую плазму, рекомбинация не сказывается на коэффициенте отражения волны от фронта при выполнении

условия $\tau > T/\gamma^2$, где τ – время жизни плазмы, T – период волны, а γ – релятивистский фактор фронта. Это условие выполняется для характерных параметров плазмы ШАЛ ($\tau > 10$ нс, $\gamma > 10$) при частоте зондирующей волны 1-10 МГц.

2. При зондировании ШАЛ радиоволнами с частотой ~ 1 МГц отраженное излучение имеет частоту в несколько гигагерц, попадающую в спектральный интервал минимальных шумов неба. В силу релятивистских аббераций излучение освещает на земле пятно того же размера, что и диск ШАЛ. Спектральное уширение радиоволны из-за ограниченности времени ее взаимодействия с ШАЛ составляет сотни мегагерц и доминирует над другими факторами уширения. При «сверхсветовом» движении фронта ШАЛ одна из прошедших волн распространяется вслед за фронтом, ее частота и амплитуда близки к параметрам отраженной волны при «до-световом» движении фронта.

3. При трансформации короткого электромагнитного импульса на внезапно останавливающемся фронте ионизации возможен режим эффективного повышения частоты импульса в условиях его скинирования за движущимся фронтом ионизации и вытекания из плазмы в свободное пространство после остановки фронта.

4. Квазистатические электромагнитные предвестники фемтосекундных лазерных импульсов, испытывающих одновременно оптическое выпрямление и многофотонное поглощение в электрооптических кристаллах, можно моделировать излучением от последовательно включающихся и через некоторое время выключающихся дискретных ленточных токов, распределенных вдоль лазерного пучка. Аналитические выражения для создаваемых токовыми лентами полей позволяют рассчитывать поля предвестника на произвольном (сколь угодно большом) расстоянии от области его генерации, что является преимуществом по сравнению с методом FDTD.

5. Униполярный электромагнитный импульс пикосекундной длительности может быть получен путем отсечки первой полуволны от биполярного терагерцового импульса с помощью нестационарного плазменного зеркала, создаваемого при ионизации поверхностного слоя кристалла GaAs импульсом фемтосекундного

титан-сапфирового лазера с флюенсом порядка 1 мДж/см². Малая (около 1 мкм) глубина проникновения лазерного излучения в GaAs важна для достижения высокого качества отсечки.

Апробация результатов работы и публикации

Диссертационная работа выполнена на кафедре общей физики Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского. По теме диссертации опубликовано 19 работ, в том числе 6 статей в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК, [A1–A6], а также 13 работ в сборниках трудов конференций [A7–A19].

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: 27th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (San Diego, 2002), APS April Meeting (Atlanta, 2012), 2nd Conference of International Consortium on Terahertz Photonics and Optoelectronics (Nizhny Novgorod, 2019), 9th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (RJUSE TeraTech-2021, Sendai, 2021), 20th International Conference Laser Optics (ICLO 2022, St. Petersburg, 2022), 21st International Conference Laser Optics (ICLO 2024, St. Petersburg, 2024), IX и X международных конференциях по фотонике и информационной оптике (Москва, 2020, 2021), V, XIII, XIV, XV и XXIII научных конференциях по радиофизике (Нижний Новгород, 2001, 2009, 2010, 2011, 2019).

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FSWR-2020-0035).

Достоверность результатов работы

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением апробированных теоретических, численных и экспериментальных методов, согласованием результатов диссертационной работы в частных случаях с имеющимися данными других авторов, а также апробацией результатов на международных

конференциях и публикациями в высокорейтинговых международных рецензируемых журналах.

Методология и методы исследования

Численный расчет отражения электромагнитной волны от неоднородной плазмы ШАЛ проводился методом Рунге-Кутты.

При исследовании трансформации электромагнитных волн на внезапно оста-навливающимся фронте ионизации использовался метод преобразования Лапласа с последующим применением методов контурного интегрирования на комплексной плоскости.

При численном моделировании прохождения терагерцового импульса через слой нестационарной плазмы, создаваемой ультракоротким лазерным импульсом в кристалле GaAs, использовался метод конечных разностей во временной области (FDTD).

Эксперименты по генерации униполярных электромагнитных импульсов с помощью нестационарного плазменного зеркала были основаны на апробированной общей методологии терагерцовой спектроскопии во временной области, в соответствии с которой одна часть лазерного пучка использовалась для генерации терагерцового излучения, а другая – для его детектирования. Особенностью использованной в диссертации экспериментальной методики было разделение лазерного пучка на три части, одна из которых была предназначена для создания плазменного зеркала в кристалле GaAs. Источником оптического излучения служила титан-сапфировая фемтосекундная лазерная система Astrella (Coherent, США) с длиной волны 0,8 мкм, длительностью импульса 60 фс, частотой повторения 1 кГц и энергией импульса 5 мДж.

Личный вклад автора

Все результаты диссертации получены автором лично или при его непосредственном участии. Постановка задач и анализ полученных результатов проводились автором совместно с научным руководителем Бакуновым М.И. и соавтором статей Масловым А.В. (1 и 2 главы). Аналитические выкладки в главе 3

проводились совместно с Сычугиным С.А. Экспериментальные исследования в главе 4 проводились совместно с Гореловым С.Д.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и списка публикаций по диссертации. Общий объем диссертации составляет 120 страниц, включая 32 рисунка, список литературы из 108 наименований на 10 страницах и список публикаций по диссертации из 19 наименований на 3 страницах.

Краткое содержание диссертации

Во **введении** обосновывается актуальность диссертационной работы, формулируются цель и задачи исследования, указываются научная новизна и практическая значимость диссертации, кратко описывается ее содержание, приводятся основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена исследованию трансформации радиоволн на фронте ионизации ШАЛ.

В п. 1.1 сформулирована модель ШАЛ, приведена схема радарного детектирования ШАЛ, записана система основных уравнений, состоящая из уравнений Максвелла и материального уравнения нестационарной плазмы. Даны формулы для частоты отраженной волны и угла отражения.

В п. 1.2 путем применения преобразований Галилея система уравнений сводится к стационарной и интегрируется численно методом Рунге-Кутты. Анализируются рассчитанные зависимости модуля коэффициента отражения от времени жизни плазмы при различных значениях параметров ШАЛ (релятивистского фактора, плотности плазмы, частоты соударений) и частоты зондирующей волны. На основе анализа сделан вывод о возможности использования приближения бесконечного времени жизни плазмы.

В п. 1.3 в приближении бесконечного времени жизни плазмы получены аналитические выражения для коэффициента отражения и исследованы зависимости

модуля коэффициента отражения от плотности плазмы в диске ШАЛ, угла падения радиоволны на диск и релятивистского фактора ШАЛ.

В п. 1.4 обсуждается реалистичность детектирования отраженного от ШАЛ сигнала на фоне шумов при зондировании радиоволнами частотой 10 и 1 МГц. Показана предпочтительность частоты 1 МГц, для которой оценки при мощности передатчика 200 кВт говорят о принципиальной возможности детектирования отраженного от ШАЛ сигнала частотой в несколько гигагерц. Обсуждается возможный дизайн антенного поля для приема сигналов от ШАЛ.

В п. 1.5 рассмотрен безотражательный режим трансформации радиоволны на «сверхсветовом» ШАЛ. Показано, что одна из прошедших волн аналогична по своим свойствам (частоте, направлению распространения и амплитуде) волне, отраженной от досветового фронта ионизации, и может быть обнаружена расположенным на земле приемником.

В п. 1.6 сделаны выводы по первой главе.

Вторая глава посвящена исследованию нестационарных режимов трансформации электромагнитных волн на фронте ионизации.

В п. 2.1 рассматривается трансформация электромагнитной волны на внезапно останавливающемся фронте ионизации. Вначале дано описание стационарных режимов трансформации электромагнитной волны ТЕ поляризации при наклонном падении на равномерно движущийся фронт ионизации: в зависимости от угла падения и плотности плазмы прошедшая волна может распространяться от фронта, вслед за фронтом или скинироваться.

Стационарное решение используется в качестве начального условия для расчета динамики электромагнитного поля после внезапной остановки фронта ионизации. Расчет ведется методом преобразования Лапласа с использованием контурного интегрирования в комплексной плоскости. Наиболее интересные найденные эффекты, связанные с остановкой фронта, включают формирование квазистатического магнитного поля перед остановившимся фронтом и вытекание скинирующегося поля из плазмы в свободное пространство в виде сильно сдвинутого вверх по частоте электромагнитного излучения.

В п. 2.2 исследована трансформация короткого электромагнитного импульса на равномерно движущемся фронте ионизации в геометрии, когда фронт нагоняет импульс, распространяющийся в плоском волноводе в виде TE_1 моды. Показано, что в режиме скинирования прошедшей волны падающий импульс вначале практически полностью трансформируется в скинирующееся поле за фронтом, а затем это поле постепенно вытекает в пространство перед фронтом, формируя отраженный импульс. Указана практически интересная возможность эффективной генерации импульса повышенной частоты за счет остановки фронта ионизации в момент, когда почти весь падающий импульс находится за фронтом в виде скинирующегося поля. Это поле излучится через остановившийся фронт в свободное пространство в виде сдвинутого вверх по частоте импульса.

В п. 2.3 сделаны выводы по второй главе.

Третья глава посвящена разработке полуаналитической модели генерации квазистатических электромагнитных предвестников ультракороткими лазерными импульсами при многофотонной ионизации электрооптических кристаллов и исследованию на основе этой модели динамики изменения волновой формы предвестников в ходе их распространения в свободном пространстве вне кристалла.

В п. 3.1 дано описание модели, в которой процесс генерации предвестников представляется как излучение от последовательно включающихся и через некоторое время (равное длительности лазерного импульса) выключающихся ленточных токов, распределенных вдоль лазерного пучка. Приведены аналитические выражения для полей одного нестационарного ленточного тока в различных пространственно-временных областях и описан алгоритм расчета полного поля, создаваемого большим числом лент с нестационарными токами. Преимуществом данной модели по сравнению методом FDTD является возможность рассчитывать поля предвестников на произвольных (сколь угодно больших) расстояниях от кристалла.

В п. 3.2 приведены результаты моделирования генерации предвестников в кристалле и их последующего распространения вне кристалла.

Для проверки адекватности разработанной модели проведено сравнение результатов расчета полей униполярных предвестников внутри кристалла с результатами FDTD моделирования в работе [49], получено хорошее согласие.

Расчеты волновой формы предвестника в свободном пространстве на различных расстояниях от кристалла для типичных значений ширины лазерного пучка накачки (8 мм), и толщины кристалла GaP (3 мм) показывают, что предвестник сохраняет униполярность на расстояниях < 3 мм, является квазиуниполярным на расстояниях ~ 3 –40 мм и далее становится биполярным. Обнаружен интересный эффект сохранения поперечного размера области сильного поля предвестника и максимальной величины поля вплоть до расстояний ~ 200 мм, что может быть названо распространением предвестника в режиме электромагнитной пули.

В п. 3.3 сделаны выводы по третьей главе.

Четвертая глава посвящена разработке метода преобразования одно- или многопериодных терагерцовых импульсов в полупериодные (униполярные) путем отсечки первой полуволны терагерцового импульса от остальной его части с помощью нестационарного плазменного зеркала, создаваемого при ионизации кристалла GaAs импульсом фемтосекундного титан-сапфирового лазера.

В п. 4.1 дано описание принципиальной схемы генерации униполярного импульса методом отсечки части одно- или многопериодного терагерцового импульса нестационарным плазменным зеркалом. Перекрывающиеся терагерцовый и лазерный пучки падают по нормали на поверхность полупроводника, при этом размер оптического пятна на поверхности превышает размер терагерцового. Одно- или многопериодный терагерцовый импульс пикосекундной длительности и фемтосекундный лазерный импульс приходят к поверхности с относительной временной задержкой – такой, чтобы момент прихода лазерного импульса совпадал с моментом пересечения поверхности окончанием первой полуволны терагерцового импульса. Созданная лазерным импульсом в тонком приповерхностном слое полупроводника плотная плазма отражает заднюю часть терагерцового импульса, отсекая ее от прошедшего униполярного (полуволнового) импульса.

В п. 4.2 приведены результаты численного моделирования прохождения терагерцового импульса через тонкий слой нестационарной плазмы, создаваемый в приповерхностном слое кристалла GaAs лазерным импульсом с гауссовой огибающей интенсивности. При моделировании методом FDTD интегрировалась система, состоящая из уравнений Максвелла и материального уравнения нестационарной плазмы с бесконечным временем жизни и экспоненциально спадающей вглубь кристалла концентрацией. В силу малой толщины плазменного слоя пренебрегается временем распространения лазерного импульса в слое.

В п. 4.3 приведена схема эксперимента по апробации предложенного метода получения униполярных электромагнитных импульсов, а также экспериментальные результаты.

В п. 4.4 сделаны выводы по четвертой главе.

В **заключении** представлены основные результаты диссертации.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю профессору Бакунову Михаилу Ивановичу за постановку задач, ценные указания и замечания в ходе проведения исследований и обсуждений результатов, а также за помощь и постоянную поддержку, оказанные при подготовке диссертации.

Автор выражает благодарность коллегам и соавторам научных публикаций, в частности, Маслову Алексею Владимировичу за помощь в проведении численных расчетов, относящихся к первой и второй главам, а также за помощь, поддержку и ценные советы по научной работе. Сычугину Сергею Александровичу за помощь в проведении численных и аналитических расчетов и участие в обсуждении результатов, относящихся к третьей главе. Горелову Сергею Дмитриевичу, Бодрову Сергею Борисовичу и Абрамовскому Никите Андреевичу за помощь в проведении экспериментов, относящихся к четвертой главе.

ГЛАВА 1. ТРАНСФОРМАЦИЯ РАДИОВОЛН НА ФРОНТАХ ИОНИЗАЦИИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

Глава посвящена исследованию возможностей радарного детектирования ШАЛ. В отличие от предшествующих работ, где плазменный след ШАЛ считался неподвижным плазменным цилиндром, рассматривается схема детектирования, в которой учитываются релятивистские абберрации и релятивистский сдвиг частоты зондирующей радиоволны при ее трансформации на движущемся с околосветовой скоростью плазменном диске ШАЛ. В расчетах диск ШАЛ моделируется плоским фронтом ионизации, создающим сильностолкновительную рекомбинирующую плазму. Приближение плоского фронта оправдано даже для зондирующих радиоволн с длиной волны (порядка нескольких сотен метров), превышающей диаметр диска ШАЛ, что обосновывается пересчетом волны в сопровождающую диск систему отсчета.

Для ультрарелятивистских скоростей движения фронта ионизации ШАЛ даже небольшое отличие показателя преломления воздуха для радиоволн от единицы может оказывать существенное влияние на режим трансформации радиоволны на диске ШАЛ. Ниже рассмотрены два режима – когда фронт ионизации движется медленнее и быстрее радиоволн в воздухе.

На основе анализа полученных формул для амплитуды и частоты приходящего на землю сигнала от ШАЛ обсуждается реалистичность детектирования ШАЛ на фоне шумов при зондировании радиоволнами средневолнового диапазона (1-10 МГц).

Основные результаты главы опубликованы в работах [A2-A4, A9-A12].

1.1. Модель ШАЛ и система основных уравнений

Рассмотрим схему радарного детектирования ШАЛ, показанную на рис. 1.1. Наземный передатчик излучает зондирующую радиоволну, которая падает под углом θ_0 на плазменный диск ШАЛ, движущийся в атмосфере с релятивистской скоростью V ($V \approx c$) вертикально в направлении земли (против оси x). Вертикальное направление движения характерно, например, для ШАЛ, создаваемых высокоэнергичными протонами космических лучей. Передняя граница диска представляет собой фронт ионизации, создающий свободные электроны и ионы. Концентрация электронов N за фронтом быстро спадает вследствие прилипания электронов к нейтральным атомам. Отраженная диском ШАЛ радиоволна принимается наземным приемником как сильно сдвинутый вверх по частоте (микроволновый) сигнал.

Для расчета характеристик отраженного сигнала (частоты, направления распространения и амплитуды) будем пренебрегать радиальной неоднородностью диска ШАЛ и моделировать его плоским фронтом ионизации, создающим неподвижную плазму плотности N_0 , которая распадается с темпом μ по закону $\partial N / \partial t = -\mu N$. При этом движущийся профиль концентрации электронов имеет вид

$$N(x + Vt) = N_0 e^{-(\mu/V)(x+Vt)} \Theta(x + Vt), \quad (1.1)$$

где $\Theta(x + Vt)$ – ступенчатая функция Хевисайда. Приближение бесконечно большого диаметра диска (пренебрежение его поперечной неоднородностью) оправдано в силу ультрарелятивистского движения ШАЛ. Действительно, поскольку релятивистский фактор $\gamma_0 = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, где $\beta = V/c$, велик: $\gamma_0 \gg 1$, то длина падающей волны в системе отсчета диска оказывается существенно меньшей диаметра диска, составляющего сотни метров. Например, при $\gamma_0 = 30$ и частоте зондирующей волны 1 МГц (длине волны 300 м) ее длина в системе отсчета диска составляет всего 5 – 10 м (в зависимости от угла падения θ_0), причем в этой системе отсчета волна падает на диск практически по нормали (под углом $\sim \theta_0/\gamma_0$).

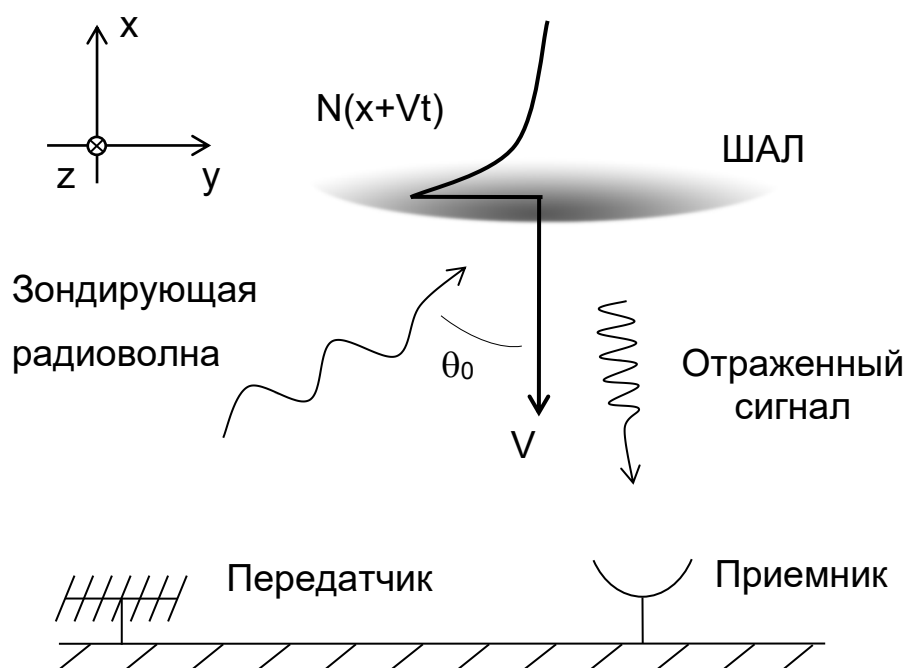


Рис. 1.1. Схема радарного детектирования релятивистски движущегося плазменного диска ШАЛ.

Более того, в силу эффекта релятивистской абберации не только отраженная от центральной части диска волна, но и рассеянные периферией диска волны будут распространяться практически по нормали к диску (против оси x). В этих условиях радиальная неоднородность плазмы фактически будет влиять только на амплитуду отраженного сигнала.

Пусть падающая на фронт ионизации радиоволна имеет ТЕ поляризацию, при которой коэффициент отражения выше, чем при ТМ поляризации, вследствие отсутствия возбуждения ленгмюровских волн в плазме за фронтом [30]. Обозначив частоту падающей волны через ω_0 , запишем ее электрическое поле в виде

$$\mathbf{E}_i(x, y, t) = \mathbf{z}E_0 e^{i\omega_0 t - ig_0 x - ih_0 y}, \quad (1.2)$$

где $g_0 = (\omega_0/c)n \cos \theta_0$ и $h_0 = (\omega_0/c)n \sin \theta_0$ – нормальная и тангенциальная к фронту ионизации компоненты волнового вектора, а n – показатель преломления атмосферного воздуха для радиоволны. Хотя показатель преломления n и близок к единице (например, $n \approx 1,0001$ на высоте 10 км [57]), учет n может быть существенным для правильного расчета трансформации радиоволны при ультрарелятивистском ($\gamma_0 \gg 1$) движении фронта ионизации.

Вследствие трансляционной инвариантности рассматриваемой системы вдоль оси y вторичные поля имеют ту же пространственную зависимость от координаты y , что и падающая волна, поэтому далее будем опускать общий множитель $e^{-ih_0 y}$. Найдем частоту ω_r , угол отражения θ_r и амплитуду E_r отраженной волны $\mathbf{E}_r(x, y, t) = \mathbf{z}E_r \exp(i\omega_r t + ig_r x)$, где $g_r = (\omega_r/c)n \cos \theta_r$.

Требование непрерывности фазы волн на движущемся фронте (при $x = -Vt$) [30] позволяет определить частоту отраженной волны:

$$f_r = \omega_r/\omega_0 = \gamma^2(1 + 2\beta n \cos \theta_0 + \beta^2 n^2), \quad (1.3)$$

где введен новый релятивистский фактор $\gamma = (1 - \beta^2 n^2)^{-1/2}$, учитывающий, что падающая и отраженная волны распространяются в воздухе. Частота f_r имеет максимум $(f_r)_{\max} = \gamma^2(1 + \beta n)^2$ при нормальном падении ($\theta_0 = 0$) и уменьшается с увеличением угла падения до $(f_r)_{\min} = \gamma^2(1 + \beta^2 n^2)$ при $\theta_0 \rightarrow 90^\circ$. В ультрарелятивистском пределе $\gamma \gg 1$ ($\beta n \approx 1$) частоту отраженной волны можно оценить

как $f_r \approx 2\gamma^2(1 + \cos \theta_0)$ с $(f_r)_{\max} \approx 4\gamma^2$ (при $\theta_0 = 0$) и $(f_r)_{\min} \approx 2\gamma^2$ (при $\theta_0 = 90^\circ$). Таким образом, в этом пределе $f_r \gg 1$ для любого θ_0 .

В ультрарелятивистском пределе ($\beta \approx 1$) фактор γ , а следовательно, и частота отраженной волны f_r очень чувствительны к отклонению n от единицы. Например, при $\beta = 0,9995$ подстановка в γ значения $n = 1,0001$ вместо $n = 1$ изменяет релятивистский фактор от $\gamma_0 = (1 - \beta^2)^{-1/2} \approx 31,63$ до $\gamma \approx 35,36$ и, согласно формуле (1.3), частоту f_r от ≈ 4000 до ≈ 5000 . Более того, при выполнении условия $\beta n > 1$, что в принципе возможно при $n > 1$ и $\beta \approx 1$, формула (1.3) становится неприменимой. Этот случай, соответствующий исчезновению отраженной волны и появлению дополнительной прошедшей волны [58], будет рассмотрен ниже в данной главе. Здесь же ограничимся случаем $\beta n < 1$, который при $n = 1,0001$ имеет место для фронтов ионизации с $\gamma_0 < 70$.

Угол отражения θ_r находим из условия сохранения тангенциальной компоненты волнового вектора на границе:

$$\sin \theta_r = f_r^{-1} \sin \theta_0. \quad (1.4)$$

С увеличением скорости фронта угол θ_r все сильнее отклоняется от угла падения θ_0 . В ультрарелятивистском пределе ($\beta n \approx 1$) отраженная волна отражается почти перпендикулярно к фронту ($\theta_r \ll 1$).

Для расчета амплитуды отраженной волны E_r воспользуемся уравнениями Максвелла и уравнением для плотности тока свободных электронов j_z в нестационарной плазме [59, 60]:

$$i h_0 E_z = \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad (1.5a)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad (1.5б)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} + i h_0 B_x = \frac{n^2}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_z, \quad (1.5в)$$

$$\frac{\partial j_z}{\partial t} = \frac{e^2 N}{m} E_z - (\nu + \mu) j_z, \quad (1.5г)$$

где ν – частота соударений электронов с нейтральными частицами. Соотношение (1.5г) с постоянной величиной μ наиболее точно описывает ситуацию, когда

прилипание электронов преобладают над рекомбинацией [60], что как раз и характерно для плазмы ШАЛ [11].

1.2. Численное исследование влияния времени жизни плазмы на отражение радиоволны от ШАЛ

Чтобы сделать систему уравнений (1.5) стационарной, применим преобразование Галилея переменных $(x, t) \rightarrow (\xi, \tau)$: $\xi = x + Vt$, $\tau = t$. Отметим, что формальное использование преобразования Галилея не означает перехода к новой физической системе отсчета и вызвано соображениями удобства [61]. Поскольку в новых переменных концентрация плазмы $N(\xi)$ не зависит от времени τ , вторичные поля будут иметь ту же, что и у падающей волны, временную зависимость $\propto \exp i\Omega\tau$ с $\Omega = \omega_0(1 + \beta n \cos \theta_0)$. В переменных ξ, τ система (1.5) принимает вид

$$\beta \frac{\partial B_x}{\partial \xi} = i h_0 E_z - \frac{i\Omega}{c} B_x, \quad (1.6a)$$

$$\gamma^{-2} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} = \frac{i\Omega}{c} (B_y + \beta n^2 E_z) - i h_0 \beta B_x + \frac{4\pi\beta}{c} j_z, \quad (1.6б)$$

$$\gamma^{-2} \frac{\partial B_y}{\partial \xi} = \frac{i\Omega n^2}{c} (E_z + \beta B_y) - i h_0 B_x + \frac{4\pi}{c} j_z, \quad (1.6в)$$

$$\beta \frac{\partial j_z}{\partial \xi} = \frac{\omega_p^2 n^2}{4\pi c} E_z - \frac{1}{c} (i\Omega + \nu + \mu) j_z, \quad (1.6г)$$

где $\omega_p(\xi) = [4\pi e^2 N(\xi)/(m n^2)]^{1/2}$ – плазменная частота.

Уравнения (1.6) проинтегрируем численно с помощью метода Рунге-Кутты. В расчетах будем использовать типичные параметры ШАЛ [4, 11, 62]: $N_0 \sim 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$ (соответственно $\omega_p/(2\pi) \sim 10 - 100 \text{ МГц}$), $\mu^{-1} \sim 10 - 100 \text{ нс}$ и $\nu \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Значения релятивистского фактора будем брать из интервала $\gamma \sim 10 - 30$ ($\beta n \sim 0,995 - 0,999$). Расчеты проведем для двух значений частоты падающей волны $\omega_0/(2\pi) = 10$ и 1 МГц .

На рис. 1.2 показаны зависимости модуля коэффициента отражения $|R| = |E_r|/|E_0|$ от времени распада плазмы μ^{-1} для волны с $\omega_0/(2\pi) = 10 \text{ МГц}$

при $\gamma = 10$, $\theta_0 = 45^\circ$ и различных значениях N_0 и ν . С увеличением μ^{-1} зависимость $|R(\mu^{-1})|$ быстро (при $\mu^{-1} \sim 1$ нс) выходит на насыщение. При $\gamma = 30$ насыщение достигается еще быстрее (при $\mu^{-1} \sim 0,1$ нс) (не показано). Отсюда можно сделать вывод, что при $\mu^{-1} > 1$ нс распад плазмы за фронтом ионизации не оказывает заметного влияния на коэффициент отражения волны.

На рис. 1.3 показаны зависимости $|R|$ от μ^{-1} для зондирующей волны с частотой $\omega_0/(2\pi) = 1$ МГц при $\gamma = 30$, $\theta_0 = 45^\circ$ и различных N_0 и ν . Как и на рис. 1.2 зависимость $|R(\mu^{-1})|$ насыщается с ростом μ^{-1} очень быстро: при $\mu^{-1} \sim 1$ нс. При $\gamma = 10$ насыщение достигается несколько позднее: при $\mu^{-1} \sim 10$ нс (не показано). Интересно, что соответствующие значения μ^{-1} примерно в десять раз больше, чем при $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц. Объяснение этому будет дано ниже.

Таким образом, результаты численных расчетов говорят о том, что при типичных для ШАЛ значениях $\mu^{-1} \sim 10 - 100$ нс распад плазмы за фронтом ионизации не оказывает существенного влияния на отражение зондирующей волны с частотой 1 – 10 МГц. В связи с этим дальнейший анализ проведем, полагая $\mu = 0$.

1.3. Анализ коэффициента отражения в зависимости от параметров ШАЛ и частоты волны

В приближении $\mu = 0$ остающаяся за фронтом ионизации плазма является стационарной и однородной, что позволяет получить аналитическое решение системы уравнений (1.6). В литературе (см., например, [25, 30, 58]) при расчете отражения электромагнитной волны от фронта ионизации плазма обычно полагается бесстолкновительной. В случае ШАЛ, где $\nu/\omega_0 \sim 10^2 - 10^3$, это приближение неприменимо, и возникает задача исследования отражения электромагнитной волны от фронта ионизации, создающего сильностолкновительную плазму.

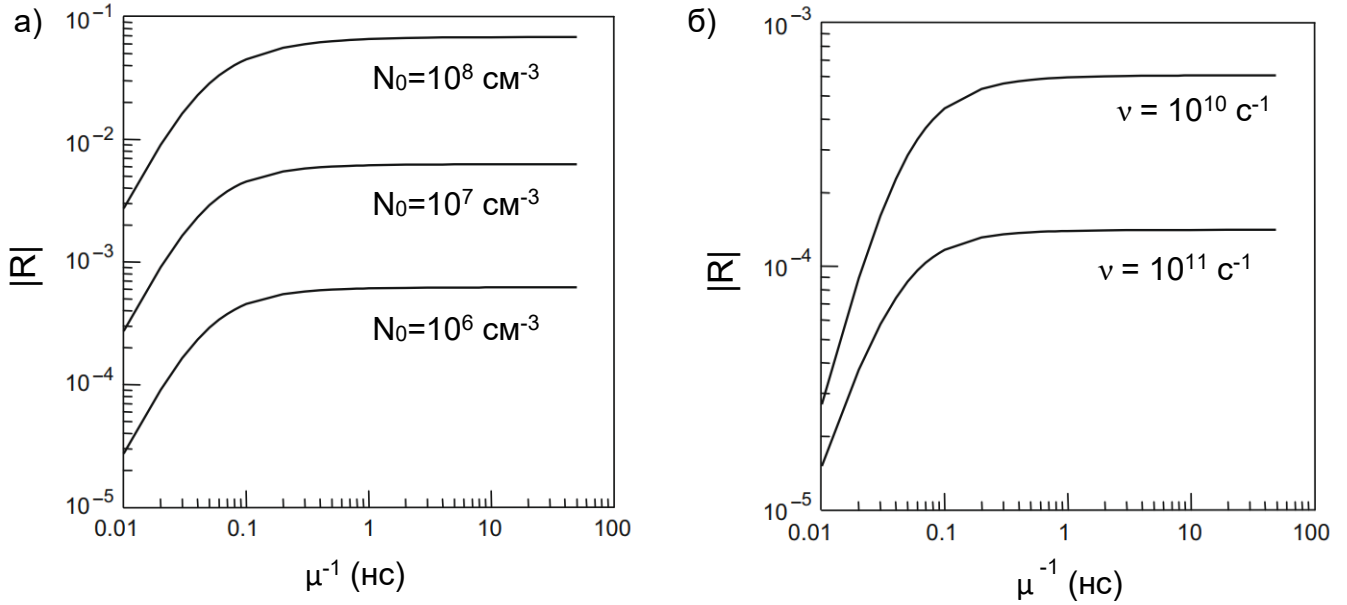


Рис. 1.2. Зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ волны с $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц от времени распада плазмы μ^{-1} при а) $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и трех значениях N_0 , б) $N_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ и двух значениях ν . Релятивистский фактор равен $\gamma = 10$, угол падения $\theta_0 = 45^\circ$.

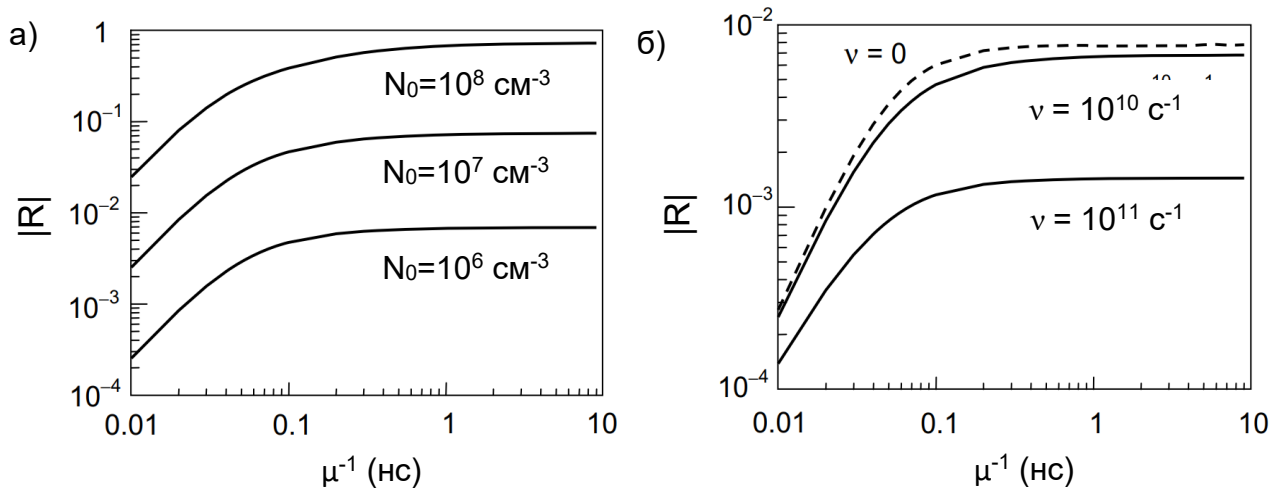


Рис. 1.3. Зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ волны с $\omega_0/(2\pi) = 1$ МГц от времени распада плазмы μ^{-1} при а) $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и трех значениях N_0 , б) $N_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ и двух значениях ν . Релятивистский фактор равен $\gamma = 30$, угол падения $\theta_0 = 45^\circ$.

Прошедшие в плазму волны $\propto \exp(i\omega_t t - ig_t x)$ удовлетворяют обычному дисперсионному уравнению поперечных волн в плазме $g_t^2 + h_0^2 = (\omega_t n/c)^2 [1 - \omega_p^2 \omega_t^{-1} (\omega_t - i\nu)^{-1}]$ и условию инвариантности фазы на движущейся границе (при $x = -Vt$) вида $\omega_t + g_t V = \omega_0 + g_0 V$. Записанные соотношения приводят к кубическому уравнению для частот прошедших волн

$$\gamma^{-2} f_t^3 - (2f + if_v \gamma^{-2}) f_t^2 + [2(1 + if_v) f - \gamma^{-2} + \beta^2 n^2 f_p^2] f_t - if_v (2f - \gamma^{-2}) = 0, \quad (1.7)$$

где $f_t = \omega_t/\omega_0$, $f_v = v/\omega_0$, $f = 1 + \beta n \cos \theta_0$ и $f_p = \omega_p/\omega_0$. Лишь два корня уравнения (1.7) $f_{t1,2}$ с $\text{Im} f_{t1,2} > 0$ имеют физический смысл, третий корень (с отрицательной мнимой частью) дает нарастающее во времени решение и должен быть отброшен.

Для нахождения амплитуды отраженной волны E_r применим условия непрерывности на фронте полей E_z, B_y и производной $\partial E_z/\partial t$, которые следуют из интегрирования уравнений (1.6) по исчезающе малой толщине фронта (подробности процедуры см. в [30]). Сшивая поля падающей, отраженной и прошедших волн тремя условиями непрерывности, находим E_r и коэффициент отражения в виде

$$R = E_r/E_0 = -f_r \frac{(f_{t1} - 1)(f_{t2} - 1)}{(f_{t1} - f_r)(f_{t2} - f_r)}. \quad (1.8)$$

Перейдем к анализу полученных формул. Прежде всего рассмотрим предельный переход к хорошо изученному случаю бесстолкновительной плазмы ($f_v \rightarrow 0$). В этом пределе из уравнения (1.7) получаем

$$f_{t1} \rightarrow \gamma^2 f - \beta v \gamma \sqrt{\gamma^2 (\beta n + \cos \theta_0)^2 - f_p^2}, \quad f_{t2} \rightarrow 0.$$

Решение $f_{t2} \rightarrow 0$ описывает так называемую волну начальных условий – самосогласованное распределение статического магнитного поля и постоянного тока в плазме [30]. Коэффициент отражения (1.8) в пределе $f_v \rightarrow 0$ сводится к известному выражению [58]

$$R = (f_{t1} - 1)/(f_r - f_{t1}). \quad (1.9)$$

Рассмотрим теперь соответствующий ШАЛ случай сильных соударений $f_v \gg 1$ и ультрарелятивистского движения фронта ионизации $\gamma \gg 1$. При этом заметим, что для падающей волны с частотой 10 МГц выполняется также неравенство $f_v \gg f_p^2$. С учетом всех этих неравенств физически значимые корни уравнения (1.7) можно привести к виду

$$f_{t1} = 1 + i\tilde{f}_p^2/f_v, \quad (1.10a)$$

$$f_{t2} = if_v + \frac{\tilde{f}_p^2}{1 + f_v^2/[2\gamma^2(1 + \cos \theta_0)]^2}, \quad (1.10b)$$

где $\tilde{f}_p^2 = f_p^2/[2(1 + \cos \theta_0)]$. Выражения (1.10) определяют две электромагнитные волны, одна из которых (с частотой f_{t2}) быстро затухает со временем, а другая (с частотой f_{t1}) демонстрирует необычную обратную зависимость мнимой части частоты от частоты столкновений.

На рис. 1.4а показаны зависимости действительных и мнимых частей частот $f_{t1,2}$ от f_p , рассчитанные на основе точного уравнения (1.7). При $f_p < 10$ зависимости хорошо описываются приближенными формулами (1.10). Углы распространения прошедших волн определяются формулой $\tan \theta_{t1,2} = h_0/\text{Re } g_{t1,2}$. Волна с частотой f_{t1} распространяется почти в направлении падения ($\theta_{t1} \approx \theta_0$) для любого f_p . Угол распространения волны с частотой f_{t2} не представляет интереса из-за сильного затухания волны.

Для падающей волны с частотой 1 МГц неравенство $f_v \gg f_p^2$ выполняется уже не при всех значениях параметров v и ω_p , например, $f_v \sim f_p^2$ при $v \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и $\omega_p/(2\pi) = 100 \text{ МГц}$. Поэтому в данном случае уравнение (1.7) решалось численно. На рис. 1.4б показаны зависимости действительных и мнимых частей корней $f_{t1,2}$ от параметра f_p . На практике при $\omega_0/(2\pi) = 1 \text{ МГц}$ параметр f_p принимает значения из интервала $10 \lesssim f_p \lesssim 100$, тогда как при $\omega_0/(2\pi) = 10 \text{ МГц}$ – из интервала $1 \lesssim f_p \lesssim 10$. Волна с $\text{Re } f_{t1} < 1$ и $\text{Im } f_{t1} < 1$ является обычной поперечной волной в сильно столкновительной ($f_v \gg 1$) плазме. При $f_p \lesssim 10$ влияние плазмы на эту волну подавлено столкновениями: частота волны ($\text{Re } f_{t1} \approx 1$ и $\text{Im } f_{t1} \approx 0$ на рис. 1.4б) и направление ее распространения ($g_t \approx g_0$) почти такие

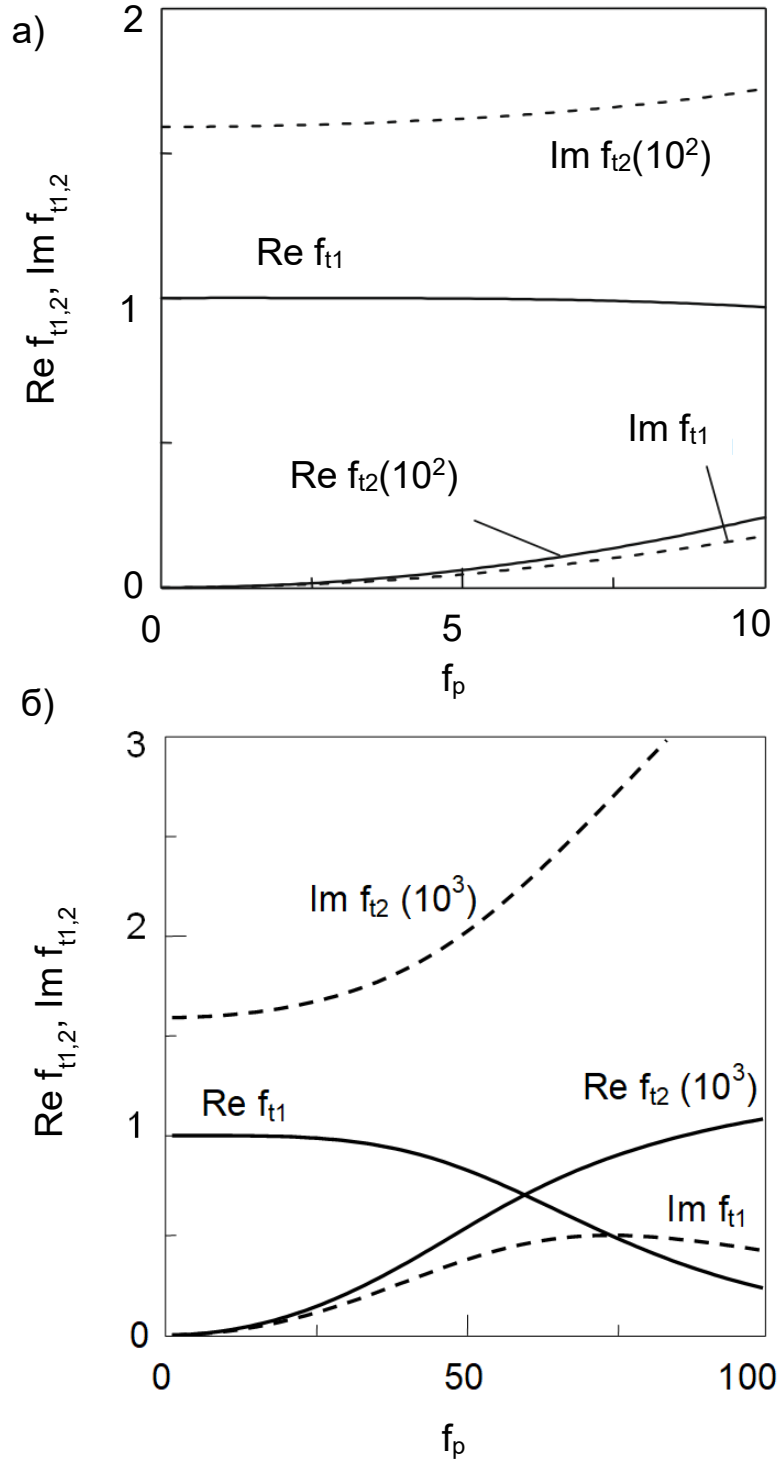


Рис. 1.4. Действительные и мнимые части нормированных частот прошедших волн $f_{t1,2}$ как функции f_p при а) $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц, $\gamma = 10$ и б) $\omega_0/(2\pi) = 1$ МГц, $\gamma = 30$. Угол падения волны равен $\theta_0 = 45^\circ$, частота соударений $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Значения $\text{Re } f_{t2}$ и $\text{Im } f_{t2}$ следует умножить на 10^2 на а) и на 10^3 на б).

же, как у падающей волны. При $f_p > 10$ плазма оказывает существенное влияние на волну: $\text{Re } f_{t1}$ уменьшается с ростом f_p , а $\text{Im } f_{t1}$ увеличивается. Волна с частотой f_{t2} – это модифицированная сильными столкновениями волна начальных условий. Наличие столкновений приводит к появлению у волны электрического поля. При $f_p \lesssim 10$ частота волны хорошо описывается приближенной формулой $f_{t2} \approx if_v + \gamma^4 f_p^2 / f_v^2$. При $f_p > 10$ становится заметным увеличение $\text{Im } f_{t2}$ с ростом f_p .

На рис. 1.5а показаны зависимости модуля коэффициента отражения $|R|$ от f_p для падающей волны с частотой 10 МГц при двух значениях v , построенные на основе формулы (1.8) с найденными численно решениями уравнения (1.7) $f_{t1,2}$. Отражение волны больше при меньшей частоте соударений и растет с увеличением плотности плазмы (рис. 1.5а). Как видно из рис. 1.5б, $|R|$ также растет с увеличением θ_0 . Зависимости на рис. 1.5а и 1.5б хорошо описываются простой формулой

$$R \approx \frac{\tilde{f}_p^2}{2(1 + \cos \theta_0)\gamma^2 - if_v}, \quad (1.11)$$

которую можно получить, подставив приближенные выражения (1.10) для $f_{t1,2}$ в формулу (1.8).

Рисунок 1.6 иллюстрирует зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ от скорости фронта ионизации. Для слаборелятивистских фронтов удобно строить эту зависимость от параметра βn (рис. 1.6а), для ультрарелятивистского случая – от релятивистского фактора γ (рис. 1.6б). Коэффициент отражения сначала спадает довольно медленно с ростом скорости фронта (параметра βn на рис. 1.6а). При $\beta n \rightarrow 1$ спадание становится быстрым и асимптотически приближается к зависимости $1/\gamma^2$, описываемой формулой (1.11), что видно из рис. 1.6б. Резкое уменьшение отражения с ростом скорости фронта ионизации демонстрирует важность учета релятивистских эффектов при разработке методов радарного обнаружения ШАЛ.

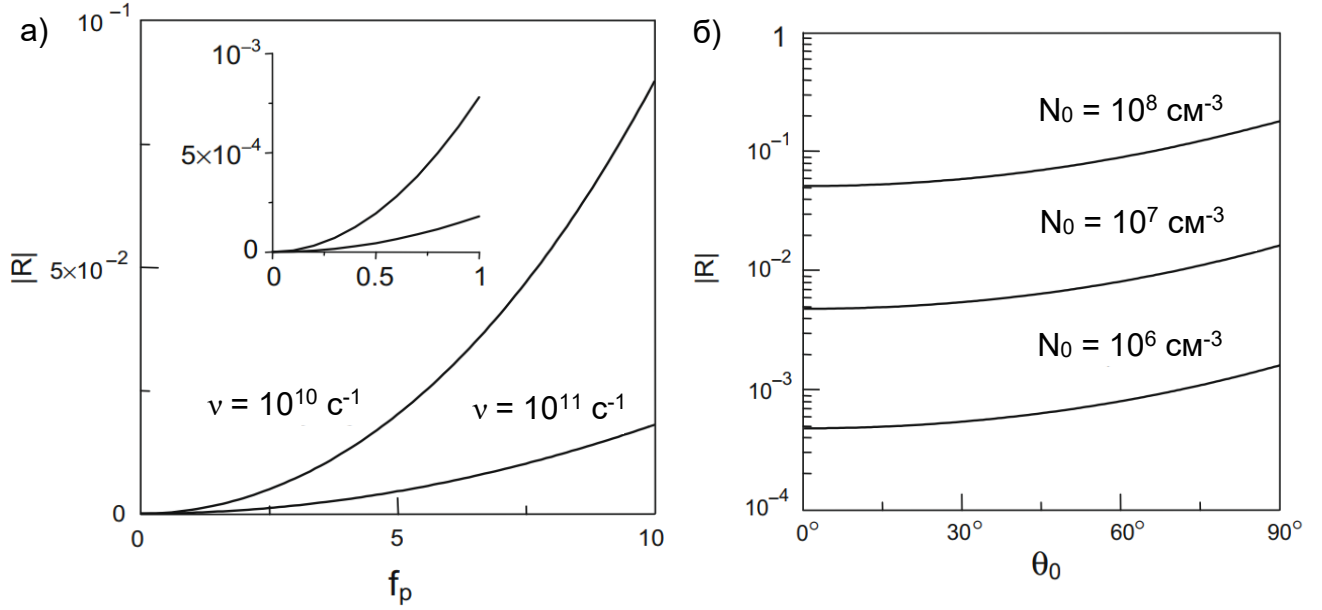


Рис. 1.5. а) Модуль коэффициента отражения $|R|$ волны с частотой $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц как функция f_p при $\gamma = 10$, $\theta_0 = 45^\circ$ и двух значениях ν . б) Зависимость $|R|$ от θ_0 при $\gamma = 10$, $\nu = 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и трех значениях N_0 ($f_p \approx 0,9; 2,8; 9$).

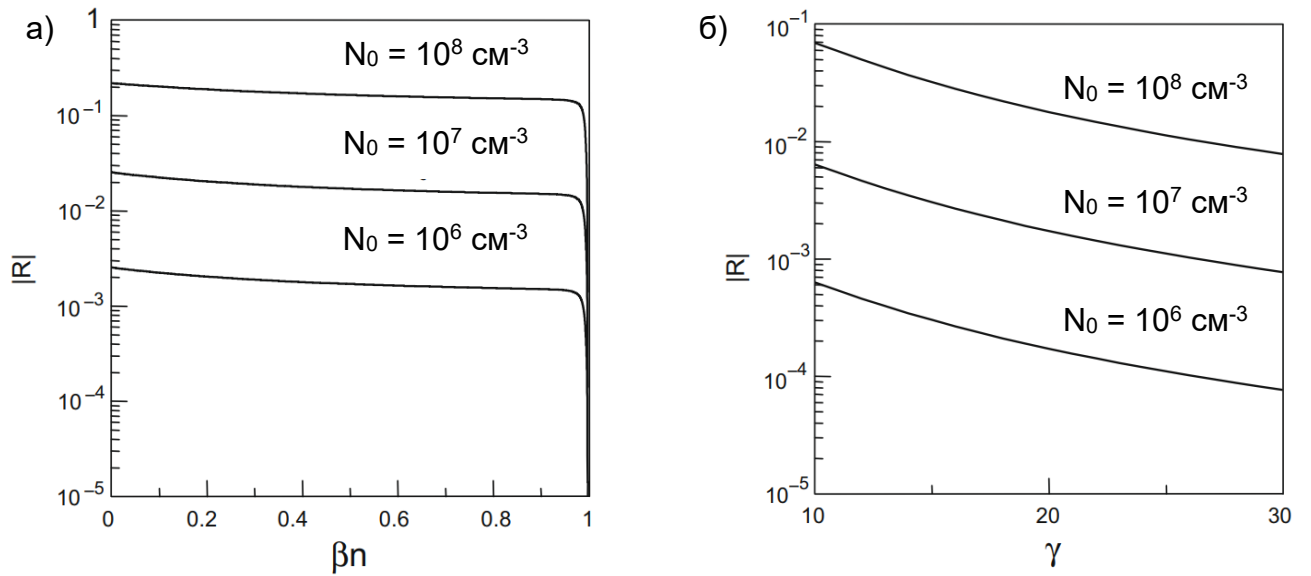


Рис. 1.6. Модуль коэффициента отражения $|R|$ волны с частотой $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц как функция а) βn и б) γ при $\nu = 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и трех значениях N_0 . Угол падения равен $\theta_0 = 45^\circ$.

На рис. 1.7а показаны зависимости модуля коэффициента отражения $|R|$ от f_p для падающей волны с частотой 1 МГц при трех значениях ν , рассчитанные на основе уравнения (1.8) с найденными численно решениями уравнения (1.7) $f_{t1,2}$. Коэффициент отражения $|R|$ больше при меньшей частоте соударений ν и возрастает как с увеличением f_p , так и θ_0 (рис. 1.7б). Увеличение γ приводит к уменьшению $|R|$, как видно из рис. 1.8. В целом, коэффициент отражения примерно на два порядка больше, чем для волны с $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц.

Обратимся теперь к объяснению разницы в скорости насыщения $|R|$ от μ^{-1} для зондирующих волн с частотами 10 МГц (рис. 1.2) и 1 МГц (рис. 1.3). Переходя с помощью преобразования Лоренца в систему отсчета, сопровождающую фронт ионизации, получим, что в этой системе пространственный масштаб спада концентрации за фронтом равен $L = \gamma V \mu^{-1}$, в то время как длины волн двух прошедших волн оцениваются как $\lambda \sim \lambda_0/\gamma$, где $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ – длина зондирующей волны в системе отсчета, связанной с землей. Неоднородность плазмы не должна приводить к отражению распространяющихся в плазме прошедших волн при условии $L > \lambda$, из которого и следует условие насыщения коэффициента отражения

$$\mu^{-1} \gtrsim \gamma^{-2} 2\pi/\omega_0.$$

Для волны с $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц полученная формула дает $\mu^{-1} \gtrsim 1$ нс при $\gamma = 10$ (что хорошо согласуется с рис. 1.2) и $\mu^{-1} \gtrsim 0,1$ нс при $\gamma = 30$. Для волны с $\omega_0/(2\pi) = 1$ МГц соответствующие значения μ^{-1} примерно в десять раз больше, что хорошо согласуется с рис. 1.3.

1.4. Оценка реалистичности радарного детектирования ШАЛ

Чтобы оценить возможность практической реализации радарного метода детектирования ШАЛ, рассчитаем мощность принимаемого на земле отраженного от ШАЛ сигнала с помощью разработанной выше теории, а затем, взяв типичную мощность шума, оценим максимально допустимую спектральную ширину сигнала и сравним ее с шириной, найденной путем варьирования формулы (1.3).

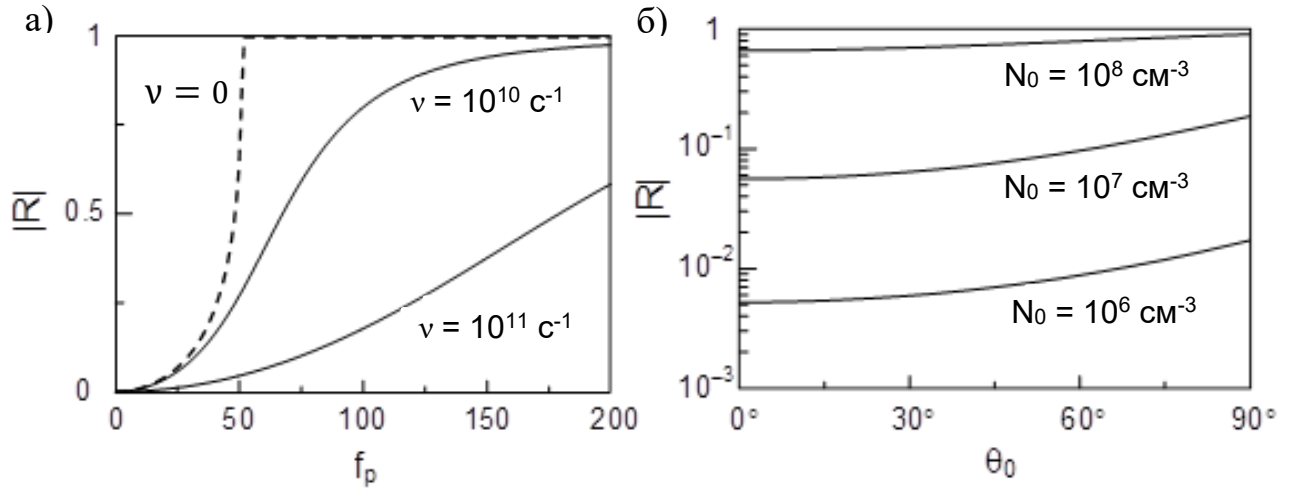


Рис. 1.7. а) Модуль коэффициента отражения $|R|$ волны с частотой $\omega_0/(2\pi) = 1$ МГц как функция f_p при $\gamma = 30$, $\theta_0 = 45^\circ$ и трех значениях ν . б) Зависимость $|R|$ от θ_0 при $\gamma = 30$, $\nu = 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и трех значениях N_0 ($f_p \approx 9; 28; 90$).

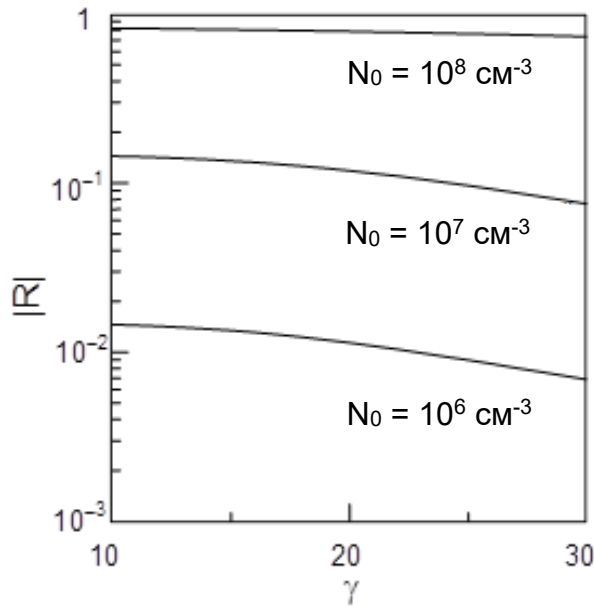


Рис. 1.8. Модуль коэффициента отражения $|R|$ волны с частотой $\omega_0/(2\pi) = 1$ МГц как функция γ при $\theta_0 = 45^\circ$, $\nu = 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и трех значениях N_0 .

Для расчета мощности, принимаемой наземной антенной в предложенной схеме радарного детектирования (рис. 1.1), предположим, что передатчик с мощностью P_e излучает в верхнюю полусферу изотропно и, следовательно, плотность падающей на фронт ШАЛ мощности равна $P_e/(2\pi r^2)$, где r – расстояние от передатчика до ШАЛ. Для диска ШАЛ диаметром ~ 70 м и типичных для ШАЛ высотах менее 10 км можно пренебречь дифракционным расплыванием отраженного микроволнового пучка. При этих предположениях приходим к следующей формуле для мощности P_r , принимаемой антенной с эффективной площадью A :

$$P_r = P_e |R|^2 \frac{A}{2\pi r^2}, \quad (1.12)$$

где R – коэффициент отражения от фронта. При частоте зондирующей волны $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц и параметрах $N_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$, $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\theta_0 = 45^\circ$, $\gamma = 30$ коэффициент отражения равен $|R| \approx 0,77 \times 10^{-3}$ (рис. 1.6б). Для типичного радиовещательного передатчика, с $P_e = 200$ кВт, расстояния $r = 10$ км и $A = 3 \times 10^{-3} \text{ м}^2$ получаем $P_r \approx 0,56$ пВт.

Для более точной оценки принимаемой мощности можно также учесть небольшую (с радиусом $R_c \sim 7$ км) кривизну фронта ШАЛ, которая приводит к увеличению освещаемой отраженной волной на земле площади в $(1 + h/R_c)^2$ раз, по сравнению с площадью диска ШАЛ ($h = r \cos \theta_0$ – высота диска над землей). При этом формула (1.12) модифицируется как

$$P_r = \frac{P_e A |R|^2}{2\pi r^2 (1 + r \cos \theta_0 / R_c)^2}. \quad (1.13)$$

При $R_c \sim 7$ км и выбранных значениях параметров $r = 10$ км и $\theta_0 = 45^\circ$ фактор $(1 + h/R_c)^2$ примерно равен 4. Поделив на 4 мощность, рассчитанную по формуле (1.12), получаем $P_r \approx 0,14$ пВт $\approx -98,5$ дБм. Частота отраженного сигнала для выбранных значений γ, θ_0 и ω_0 равна $\omega_r/(2\pi) \approx 30,7$ ГГц согласно формуле (1.3).

С практической точки зрения интересно определить оптимальное расстояние между передатчиком и приемником (рис. 1.1), при котором величина

принимаемого сигнала достигает максимума. Согласно формуле (1.13), увеличение расстояния между передатчиком и приемником влияет на принимаемую мощность P_r двояко. С одной стороны, это приводит (при фиксированной высоте ШАЛ) к увеличению угла падения θ_0 (рис. 1.1) и, как результат, росту коэффициента отражения $|R|$ (рис. 1.5б) и принимаемой мощности P_r . С другой стороны, при этом увеличивается расстояние r между передатчиком и ШАЛ, что приводит к снижению принимаемой мощности P_r . При фиксированной высоте ШАЛ изменение расстояния r можно связать с изменением угла θ_0 формулой $r \propto \cos^{-1} \theta_0$ (рис. 1.1). В итоге учет обоих противоборствующих факторов приводит к результирующей зависимости $P_r \propto |R(\theta_0)|^2 \cos^2 \theta_0$. Эта зависимость (нормированная на ее значение при $\theta_0 = 0$) показана на рис. 1.9 при $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 30$ и $N_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$ (изменение N_0 в широких пределах незначительно влияет на зависимость). Из рис. 1.9 можно сделать вывод, что принимаемая мощность уменьшается с ростом θ_0 , т.е. с увеличением расстояния между передатчиком и приемником. Это уменьшение, однако, незначительно в широком интервале углов $0 < \theta_0 \lesssim 45^\circ$. Максимальный угол $\theta_0 \sim 45^\circ$ определяет и максимальное расстояние между передатчиком и приемником (при заданной высоте ШАЛ).

Вывод о том, что принимаемый сигнал больше при меньших θ_0 (меньших расстояниях между передатчиком и приемником), справедлив только в том случае, если излучение передатчика изотропно, т.е. $P_e = \text{const}$ в формуле (1.12). Для передатчика с заданной диаграммой направленности, т.е. заданной зависимостью $P_e(\theta_0)$, принимаемая мощность зависит от θ_0 как $P_r \propto P_e(\theta_0) |R(\theta_0)|^2 \cos^2 \theta_0$. Оптимальный угол θ_0 можно определить по максимуму этой зависимости. Например, диаграмма направленности типичного вещательного передатчика имеет нуль в вертикальном направлении и, следовательно, должен быть ненулевой оптимальный угол θ_0 и соответствующее ненулевое оптимальное расстояние между передатчиком и приемником.

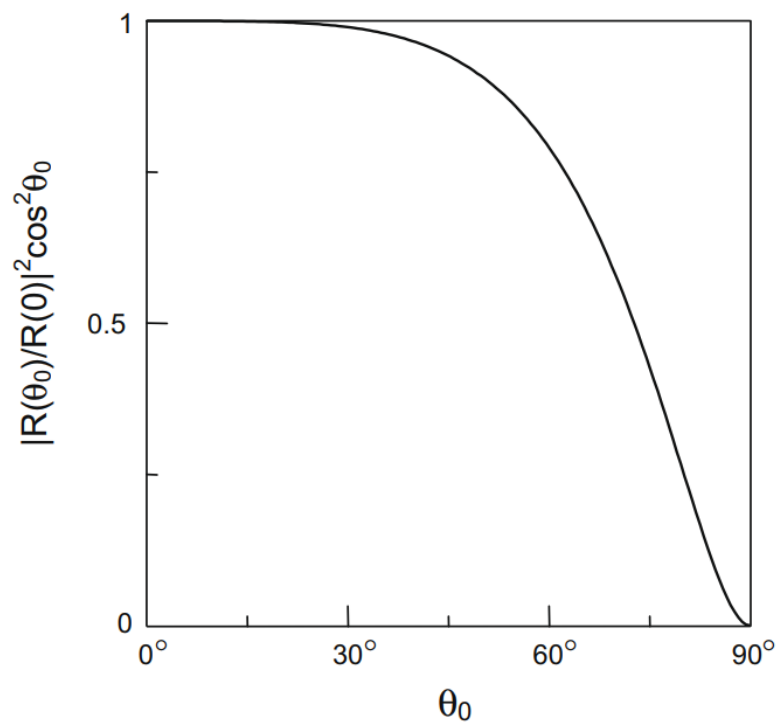


Рис. 1.9. Зависимость $|R(\theta_0)|^2 \cos^2 \theta_0$, нормированная на $|R(0)|^2$, при $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц, $\gamma = 30$, $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и $N_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$.

Возможность обнаружения сигнала с характеристиками $\omega_r/(2\pi) \approx 30,7$ ГГц и $P_r \approx 0,14$ пВт зависит от величины мощности шума, попадающего в частотную полосу сигнала $\Delta\omega_r$. Приняв шумовую температуру неба за $T_n \approx 30$ К и температуру приемника за $T_{пр} \approx 130$ К [63, 64], оценим спектральную плотность мощности шума как $p_{ш} = k(T_n + T_{пр}) \approx 2,2 \times 10^{-21}$ Вт/Гц, где k – постоянная Больцмана. Записывая условие обнаружимости сигнала в виде равенства мощности сигнала и мощности шума $P_r = p_{ш}\Delta\omega_r/(2\pi)$, находим максимально возможную спектральную ширину принимаемого сигнала $\Delta\omega_r/(2\pi) = P_r/p_{ш} \approx 64$ МГц и соответствующую относительную ширину спектра $\Delta\omega_r/\omega_r \approx 64 \text{ МГц}/30,7 \text{ ГГц} \approx 2 \times 10^{-3}$.

В то же время из формулы (1.3) для относительной ширины спектра сигнала следует выражение

$$\frac{\Delta\omega_r}{\omega_r} \approx \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} + \frac{\sin\theta_0 \Delta\theta_0}{1 + \cos\theta_0} + \frac{2\Delta\gamma}{\gamma}, \quad (1.14)$$

где первый член в правой части – это относительная спектральная ширина зондирующего сигнала, второй член – уширение спектра отраженного от фронта ионизации сигнала из-за изменения угла падения θ_0 в ходе распространения фронта ионизации к земле (чирпирования отраженного сигнала), а последний член – уширение из-за вариаций релятивистского фактора γ .

Взяв в качестве примера вещательный АМ-передатчик с $\Delta\omega_0/(2\pi) = 2$ кГц, можно оценить первый член в уравнении (1.14) как $\Delta\omega_0/\omega_0 \approx 2 \times 10^{-4}$. Поскольку эта величина на порядок меньше предельного значения 2×10^{-3} , разумная ширина полосы зондирующего сигнала не препятствует обнаружению отраженного сигнала.

Второй член в формуле (1.14) можно выразить через понижение высоты фронта ионизации над землей Δh , расстояние r и угол θ_0 (при $\Delta h \ll r$): $\sin\theta_0 (1 + \cos\theta_0)^{-1} \Delta\theta_0 \approx (\Delta h/r) \sin^2\theta_0 (1 + \cos\theta_0)^{-1}$. Например, при $\Delta h = 1$ км, $r = 10$ км и $\theta_0 = 45^\circ$ этот член оценивается как 3×10^{-2} , что на порядок больше предела 2×10^{-3} . Вклад данного члена в $\Delta\omega_r/\omega_r$ можно уменьшить, используя

меньшие углы падения θ_0 . Например, уменьшение θ_0 до 10° приводит к уменьшению второго члена в формуле (1.14) до значения $1,5 \times 10^{-3}$ при тех же Δh и r .

Третий член в формуле (1.14) трудно поддается оценке. Существующие теории, в которых моделируется распределение частиц по энергии в ШАЛ (см., например, [62]), не дают значений скорости фронта (параметра γ) и ее изменения по мере распространения ШАЛ.

Еще одним фактором, который может помешать обнаружению отраженного от ШАЛ сигнала, является короткое время взаимодействия зондирующей волны с фронтом ионизации вследствие ограниченности проходимого фронтом расстояния. Действительно, длительность τ_r волнового пакета, отраженного от фронта, который проходит расстояние Δh , определяется формулой

$$\tau_r = (1 - \beta n) \frac{\Delta h}{V} \approx \frac{\Delta h}{2c\gamma^2}. \quad (1.15)$$

При $\Delta h = 1$ км и $\gamma = 30$ время τ_r оценивается как $\tau_r \approx 2 \times 10^{-9}$ с. Соответствующая ширина спектра составляет $\tau_r^{-1} \approx 500$ МГц, что на порядок больше предела 64 МГц. Таким образом, для обеспечения обнаружимости отраженного сигнала мощность передатчика P_e должна быть увеличена как минимум на порядок: с 200 кВт до 2 МВт.

Другая возможность повысить обнаружимость отраженного сигнала – переход к частоте зондирующей волны в 1 МГц. Чтобы оценить преимущества использования частоты 1 МГц по сравнению с 10 МГц, сравним мощности принимаемых наземной антенной сигналов и уровни шумов в двух случаях. Взяв для оценки $N_0 = 10^7$ см $^{-3}$, $\nu = 10^{10}$ с $^{-1}$, $\gamma = 30$ и $\theta_0 = 45^\circ$, получим для зондирующей волны частотой 1 МГц значение коэффициента отражения волны от фронта ионизации $|R| \approx 0,075$ (рис. 1.76). Это значение примерно на два порядка больше, чем при тех же параметрах для волны частотой 10 МГц ($|R| \approx 0,77 \times 10^{-3}$). Следовательно, принимаемая мощность увеличивается примерно на четыре порядка при уменьшении частоты зондирующей волны от 10 до 1 МГц. Например, для передатчика мощностью $P_e = 200$ кВт, работающего на частоте 1 МГц и находящегося от диска ШАЛ на расстоянии $r = 10$ км, и приемной антенны с $A = 3 \times 10^{-3}$ м 2

из формулы (1.13) получаем $P_r \approx 1,3 \text{ нВт} \approx -58,9 \text{ дБм}$. Частота отраженного сигнала при выбранных значениях γ , θ_0 и ω_0 согласно формуле (1.3) равна $\omega_r/(2\pi) \approx 3,07 \text{ ГГц}$.

Еще одним преимуществом перехода на частоту 1 МГц является низкая мощность атмосферного шума и шумов приемника на частоте отраженного сигнала $\omega_r/(2\pi) \approx 3 \text{ ГГц}$. Шумовая температура атмосферы на этой частоте составляет лишь несколько кельвинов, т.е. на порядок меньше, чем на частоте $\omega_r/(2\pi) \approx 30 \text{ ГГц}$, соответствующей $\omega_0/(2\pi) \approx 10 \text{ МГц}$ [65, 66]. Вообще диапазону частот 2 – 15 ГГц соответствует самый низкий уровень шума неба [65, 66]. Шумовая температура приемника также уменьшается при переходе от частоты 30 ГГц к 3 ГГц. Оценивая суммарную температуру шума как $T_{\text{ш}} \approx 100 \text{ К}$, получим спектральную плотность шума $p_{\text{ш}} = kT_{\text{ш}} \approx 1,4 \times 10^{-21} \text{ Вт/Гц}$, что в 1,6 раза ниже, чем на частоте 30 ГГц.

Считая, что для обнаружимости сигнала отношение мощности сигнала к мощности шума должно равняться по крайней мере 5 дБ, т.е. $P_r \approx 3p_{\text{ш}}\Delta\omega_r/(2\pi)$, найдем максимально допустимую спектральную ширину принимаемого сигнала $\Delta\omega_r/(2\pi) = P_r/(3p_{\text{ш}}) \approx 333 \text{ ГГц}$. Это значение значительно превышает уширение спектра при отражении зондирующей волны от фронта ионизации ($\sim 500 \text{ МГц}$), определяемое, в основном, ограниченным временем взаимодействия волны с фронтом.

Проведем более общий анализ возможности получения максимального отношения сигнал/шум (ОСШ) за счет правильного выбора частоты зондирующей волны. Для этого рассмотрим графики зависимости коэффициента отражения от фронта ионизации по мощности $|R|^2$ и температуры шума неба $T_{\text{ш}}$ от частоты $\omega_r/(2\pi)$ отраженной (или $\omega_0/(2\pi)$ падающей) волн (рис. 1.10). Согласно рис. 1.10 шум неба является наиболее низким в диапазоне $\sim 2 - 15 \text{ ГГц}$. При выбранных параметрах ($\theta_0 = 45^\circ$ и $\gamma = 30$) соответствующие частоты падающей волны попадают в диапазон 0,65 – 5 МГц. С уменьшением частоты ($\omega_r/(2\pi) < 2 \text{ ГГц}$) шум неба растет быстрее, чем отражательная способность фронта ионизации, и ОСШ

уменьшается. На высокочастотной границе полосы низкого шума отражательная способность фронта является низкой и, следовательно, ОСШ мало. Таким образом, согласно рис. 1.10 наиболее высокое значение ОСШ может быть потенциально достигнуто при частоте зондирующей волны несколько ниже 1 МГц. Следует, однако, учитывать, что выбор частоты зондирующей волны зависит также от угла падения θ_0 и релятивистского фактора γ . При одном и том же значении γ меньшие углы θ_0 приводят к несколько большему сдвигу частоты вверх при отражении (см. формулу (1.3)), поэтому для попадания частоты отраженной волны в полосу низких шумов частота зондирующей волны должна быть уменьшена. С другой стороны, при меньших значениях γ (< 30) частоту зондирующей волны необходимо увеличить.

Для практической реализации предлагаемой схемы радарного обнаружения ШАЛ требуется непрерывно излучающий СВ-передатчик мощностью ≥ 200 кВт с антенной дипольного типа и приемная станция с решеткой из стандартных параболических антенн (диаметром 0,1 – 0,6 м), малошумящими широкополосными (с полосой пропускания ~ 500 МГц) предусилителями и УКВ-приемником. Для обнаружения вертикальных или околоректильных ШАЛ отдельный элемент антенной решетки может состоять из одной вертикально ориентированной параболы. Например, параболическая антенна диаметром 0,1 м будет охватывать телесный угол ~ 1 ср ($\sim 35^\circ$ зенитного угла). Для обнаружения наклонных ШАЛ элемент антенной решетки может быть выполнен из 4-5 парабол (в зависимости от их диаметра). Площадь на земле, освещенная отраженной от ШАЛ волной, определяется диаметром диска ШАЛ (~ 200 м) и оценивается как $\sim 0,03$ км². Эту площадь можно рассматривать как зону покрытия одного антенного элемента. Для покрытия 1 км² потребуется 36 антенных элементов (решетка 6×6). Сигнал с антенных элементов будет передаваться на приемник с фиксацией времени его получения, например, с помощью сигналов глобальной системы позиционирования (GPS). Приемная станция будет непрерывно следить за небом и регистрировать представляющие интерес события. Установление корреляции с данными от решетки

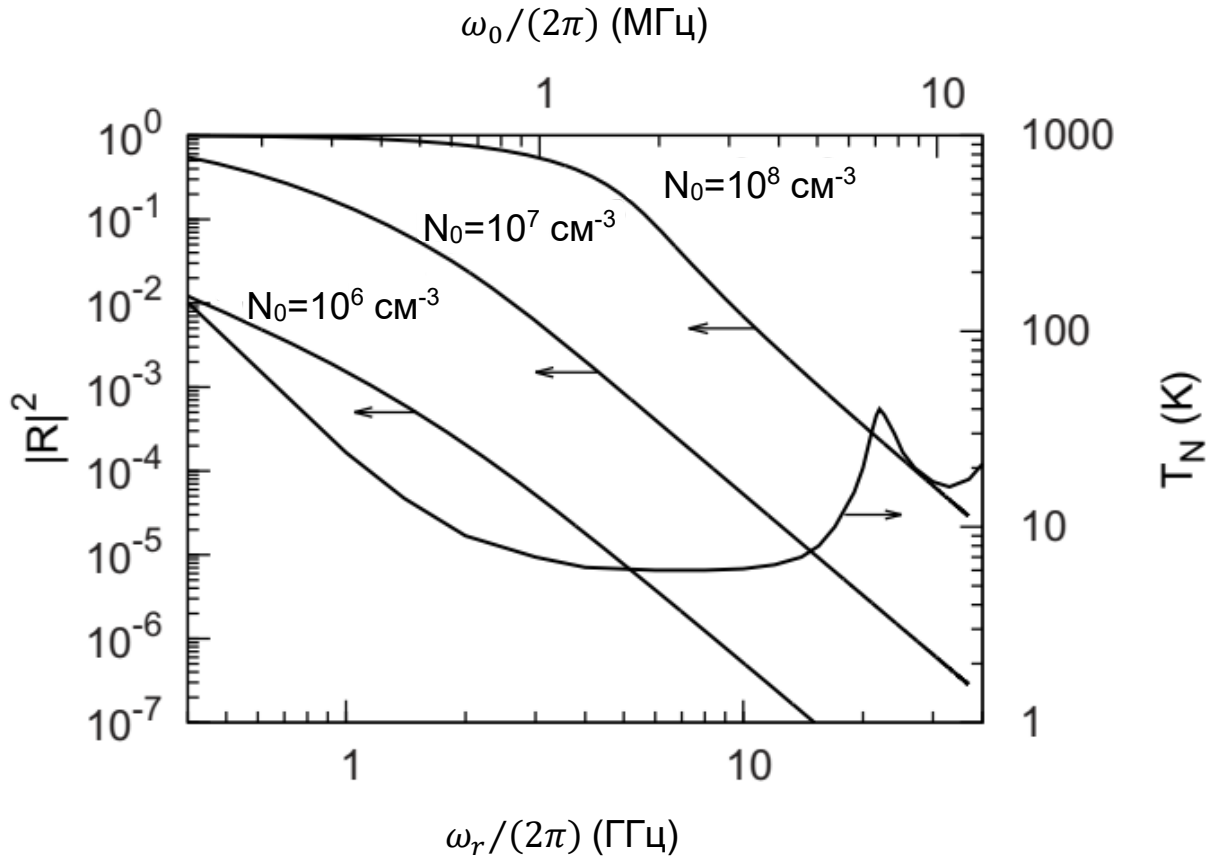


Рис. 1.10. Зависимости $|R|^2$ и T_N от частоты отраженной (падающей) волны. Для выбранных параметров ($\gamma = 30$, $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и $\theta_0 = 45^\circ$) частоты отраженной и падающей волн соотносятся как $\omega_r/\omega_0 = 3071,1$. Температура шума неба взята из [66] для нулевого зенитного угла приемной антенны, что соответствует отражению от вертикально движущегося ШАЛ.

обычных детекторов частиц может осуществляться в автономном режиме с использованием временных меток GPS. Более того, приемные антенны предлагаемой системы могут быть размещены между обычными детекторами частиц и синхронизированы с ними, аналогично дипольной решетке радиотелескопа LOPES (измеряющего геосинхротронное излучение от ШАЛ) и решетке детекторов частиц CASCADE [67].

Поскольку разработанная теория предсказывает отражение зондирующей волны в направлении, близком к нормальному по отношению к релятивистски движущемуся диску ШАЛ, то, очевидно, могут быть обнаружены только ливни с осями, пересекающими поле приемной антенны. Таким образом, площадь покрытия метода радарного обнаружения определяется площадью приемного антенного поля. В этом отношении радарное обнаружение схоже с использованием массивов поверхностных детекторов частиц. Например, для достижения площади покрытия 3000 км^2 самого большого массива детекторов частиц (обсерватория Пьера Оже) [68] необходимо поле приемной антенны такого же размера. Этот вывод противоречит ожиданиям проекта TARA, что радарные детекторы, как и флуоресцентные телескопы, могут покрывать большую площадь наблюдения, обнаруживая атмосферные ливни независимо от направления их распространения [18, 19].

1.5. Особенности безотражательного режима трансформации радиоволны на «сверхсветовом» ШАЛ

Выше рассмотрение проводилось в предположении, что фронт ионизации ШАЛ движется с умеренным значением релятивистского фактора γ (например, $\gamma < 70$ для показателя преломления воздуха $n = 1,0001$ на высоте 10 км), т.е. медленнее, чем радиоволны в воздухе. Излучение радиопередатчика, падающее на такой (досветовой) фронт, создает отраженную волну, которую и предполагается использовать для обнаружения ШАЛ. В другой распространенной модели ШАЛ [69–72] фронт ионизации ШАЛ распространяется в атмосфере быстрее, чем радиоволны в воздухе. Отражения радиоволны от такого (сверхсветового) фронта быть

не может. Вместо этого будет генерироваться дополнительная прошедшая волна, распространяющаяся в плазме вслед за фронтом [58]. Рассмотрим здесь особенности сверхсветового случая применительно к радарному обнаружению ШАЛ.

Схема радарного обнаружения ШАЛ в случае сверхсветового фронта ионизации показана на рис. 1.11. Фронт ионизации ШАЛ движется в атмосфере по направлению к земле со скоростью $V \approx c$, причем $\beta = V/c > 1/n$, и создает заряженные частицы (электроны и позитроны) с релятивистскими начальными скоростями. Частицы быстро замедляются в тонкой области ШАЛ, так называемом «блине» (pancake [56]), и образуют неподвижную плазму (ионизационный след) за фронтом. Наземный радиопередатчик освещает ШАЛ радиоволнами СВ диапазона и возбуждает прошедшие волны в плазме. Волны, распространяющиеся вслед за фронтом, могут быть обнаружены приемной антенной после прихода фронта на землю.

В сверхсветовом случае частоты вторичных волн в плазме по-прежнему определяются корнями кубического уравнения (1.7). Три комплексных решения уравнения (1.7) обозначим через $f_{t1,2,3}$. Чтобы определить направление распространения каждой из трех прошедших волн (направление переноса энергии волной), будем использовать выражение для проекции групповой скорости волны на ось x вида

$$\frac{V_x^{gr}}{c} = \frac{2c \operatorname{Re}(g_t \omega_t^*)}{n^2(|\omega_t|^2 + \omega_p^2) + c^2(|h_0|^2 + |g_t|^2)}, \quad (1.16)$$

подставляя в него соответствующие значения ω_t и g_t .

Для нахождения амплитуд прошедших волн снова воспользуемся непрерывностью полей E_z, B_y и производной $\partial E_z / \partial t$ на движущемся фронте [30], откуда получим

$$\frac{E_{t1}}{E_0} = \frac{f_{t1}(f_{t2} - 1)(f_{t3} - 1)}{(f_{t2} - f_{t1})(f_{t3} - f_{t1})} \quad (1.17)$$

и аналогичные выражения для $E_{t2,3}$. Интересно отметить, что формула (1.17) аналогична выражению для коэффициента отражения (1.8), полученному ранее для до-светового случая. Отличие между формулами в знаке возникает из-за того, что отраженная и прошедшая волны находятся по разные стороны от фронта.

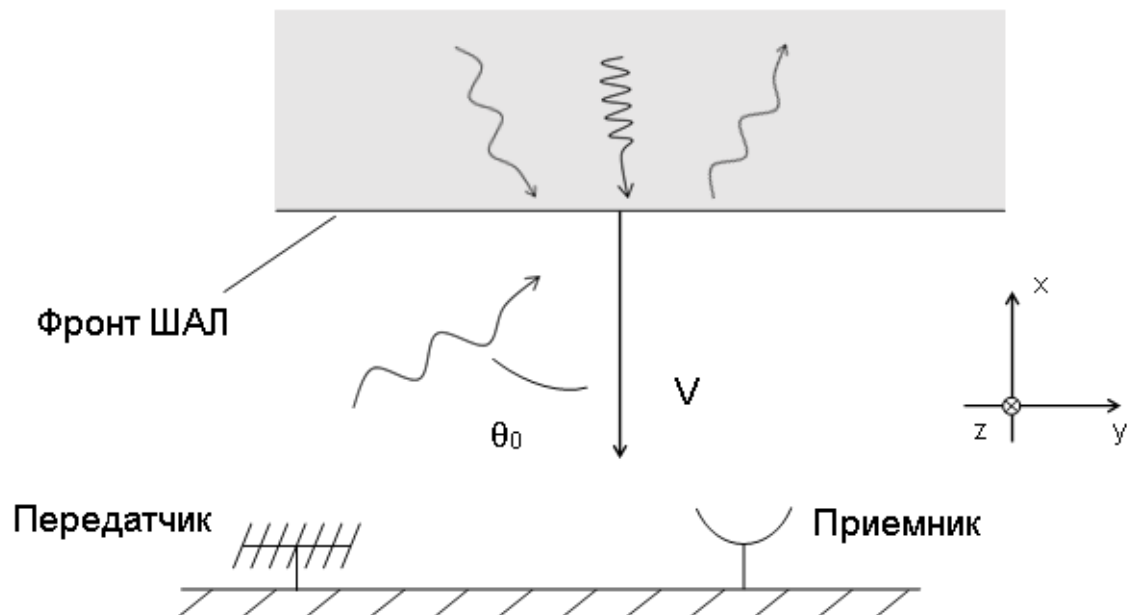


Рис 1.11. Схема радарного обнаружения «сверхсветового» ШАЛ: плоская электромагнитная волна ТЕ-поляризации падает под углом θ_0 на фронт ионизации, движущийся со скоростью $V \approx c$, и создает прошедшие волны в плазме за фронтом.

1.5.1. Предел бесстолкновительной плазмы

Рассмотрим вначале случай бесстолкновительной плазмы, положив $\nu = 0$. В этом случае решения уравнения (1.7) можно записать в простой аналитической форме

$$f_{t1,2} = 1 + \frac{f_r - 1}{2} (1 \pm \sqrt{1 - \eta}), \quad f_{t3} = 0, \quad (1.18)$$

где $\eta = (1 - n^2 \beta^2) f_p^2 / (n\beta + \cos \theta_0)$, а f_r формально совпадает с выражением (1.3) для частоты отраженной (в случае $n\beta < 1$) волны, но теперь имеет отрицательное значение в силу неравенства $n\beta > 1$. В сверхсветовом случае ($n\beta > 1$) все три решения соответствуют волнам, удовлетворяющим условию причинности, и, следовательно, все три волны могут возбуждаться. Обозначим эти волны как T1, T2 и T3.

Полагая

$$|1 - n^2 \beta^2| f_p^2 \ll 1, \quad (1.19)$$

получим приближенные выражения для частот $f_{t1,2}$ вида

$$f_{t1} \approx f_r - \frac{n\beta}{n\beta + \cos \theta_0} \frac{f_p^2}{2}, \quad (1.20)$$

$$f_{t2} \approx 1 + \frac{n\beta}{n\beta + \cos \theta_0} \frac{f_p^2}{2}. \quad (1.21)$$

Приближение (1.19) выполняется в двух интересных случаях. Первый – когда фронт создает за собой плазму низкой плотности, а его скорость может принимать значения в широком интервале. Второй случай, на котором мы сосредоточим внимание, реализуется, когда фронт имеет ультрарелятивистскую скорость ($|1 - n\beta| \ll 1$), а значения в широком интервале может принимать плотность плазмы.

В указанном случае волна T1 сильно сдвинута вверх по частоте, что в основном вызвано близостью $n\beta$ к 1 (см. формулу (1.20)):

$$f_{t1} \approx f_r \approx \frac{1 + \cos \theta_0}{1 - n\beta}, \quad |f_{t1}| \gg 1. \quad (1.22)$$

Частотный сдвиг практически не зависит от плотности плазмы f_p . Поскольку $f_{t1} < 0$ и $g_{t1} > 0$, волна T1 распространяется против оси x с групповой скоростью,

которая примерно равна c/n , что меньше скорости фронта V . При досветовом движении фронта (при $n\beta < 1$) скорость этой волны превышала бы скорость фронта, и эта волна не существовала бы в плазме, вместо нее появилась бы отраженная волна. Частота отраженной волны определялась бы формулой (1.18) с $f_p = 0$, что также совпадает с формулой (1.3).

Частота волны T2 существенно зависит от плотности плазмы и не имеет сильного релятивистского сдвига вверх в отличие от волны T1. При низкой плотности плазмы, т.е. при $f_p < \tilde{f}_p = \sqrt{(2n\beta + (1 + n^2\beta^2) \cos \theta_0) \cos \theta_0}$, волна распространяется вдоль оси x , а при $f_p > \tilde{f}_p$ – против оси x . Зависимости групповой скорости и ее проекции на ось x от f_p представлены на рис. 1.12а. С ростом f_p групповая скорость уменьшается, достигает минимума, а затем начинает увеличиваться. Направление потока энергии в волне с ростом f_p меняется на обратное при некотором значении f_p . В случае нормального падения ($\theta_0 = 0$) минимум групповой скорости и смена направления потока энергии достигаются при одном значении $f_p = 1 + n\beta$. В отличие от случая $n\beta < 1$ в сверхсветовом случае $n\beta > 1$ режим скинирования волны реализоваться не может [30]. Угол распространения волны T2 в зависимости от f_p показан на рис. 1.12б. При очень малых f_p прошедшая волна распространяется под тем же углом, что и падающая. Увеличение f_p приводит к повороту волны. При больших плотностях плазмы волна следует за фронтом: $\theta_{t2} \rightarrow 180^\circ$.

Волна T3 с $f_{t3} = 0$ соответствует волне начальных условий. Ни скорость фронта, ни плотность плазмы не влияют на частоту этой волны.

Подставляя приближенные выражения (1.20) и (1.21) в формулы (1.17) и (1.18), записываем амплитуды волн в виде

$$\frac{E_{t1}}{E_0} = \frac{1 - \sqrt{1 - \eta}}{2\sqrt{1 - \eta}} \approx -\frac{1 - n^2\beta^2}{(n\beta + \cos \theta_0)^2} \frac{f_p^2}{4}, \quad (1.23)$$

$$\frac{E_{t2}}{E_0} = -\frac{1 + \sqrt{1 - \eta}}{2\sqrt{1 - \eta}} \approx 1 + \frac{1 - n^2\beta^2}{(n\beta + \cos \theta_0)^2} \frac{f_p^2}{4}, \quad (1.24)$$

$$\frac{E_{t3}}{E_0} = 0. \quad (1.25)$$

Согласно формуле (1.23) сильно сдвинутая вверх по частоте волна Т1 имеет малую амплитуду в режиме, соответствующем приближению (1.19). Амплитуда волны Т2 практически равна амплитуде падающей волны, см. (1.24). Поэтому можно ожидать, что в случае распространения волны Т2 вслед за фронтом, т.е. при $f_p > \tilde{f}_p$, энергия, переносимая этой волной в направлении к земле (против оси x), будет значительной. Электрическое поле волны Т3 равно нулю, см. (1.25). Ее магнитное поле определяется формулами

$$\frac{B_{x3}}{E_0} = n \sin \theta_0 \frac{n^2 \beta^2 f_p^2}{1 + n^2 \beta^2 + 2n\beta \cos \theta_0 + n^2 \beta^2 f_p^2}, \quad (1.26)$$

$$\frac{B_{y3}}{E_0} = -\frac{1 + n\beta \cos \theta_0}{\beta} \frac{n^2 \beta^2 f_p^2}{1 + n^2 \beta^2 + 2n\beta \cos \theta_0 + n^2 \beta^2 f_p^2}. \quad (1.27)$$

Связанный с волной Т3 постоянный ток можно найти по ее магнитному полю.

1.5.2. Учет столкновений

Учтем теперь наличие столкновений частиц в плазме, полагая $f_v \neq 0$ в уравнении (1.7). Чтобы последовательно проследить, как столкновения влияют на свойства вторичных волн, рассмотрим вначале случай умеренных частот столкновений $\nu/\omega_p \lesssim 10$. Соответствующий ШАЛ случай высоких частот столкновений рассмотрим позднее.

При наличии соударений необходимо решать кубическое уравнение (1.7). Из-за сложного вида общего аналитического решения кубического уравнения с комплексными коэффициентами, такого как уравнение (1.7), это решение неудобно для анализа. Поэтому уравнение (1.7) решалось численно.

При $n\beta \approx 1$ частоту волны Т1 можно приближенно записать как

$$f_{t1} \approx \frac{1 + \cos \theta_0}{1 - n\beta} - i f_v f_p^2 \frac{1 - n\beta}{2(1 + \cos \theta_0)^2}. \quad (1.28)$$

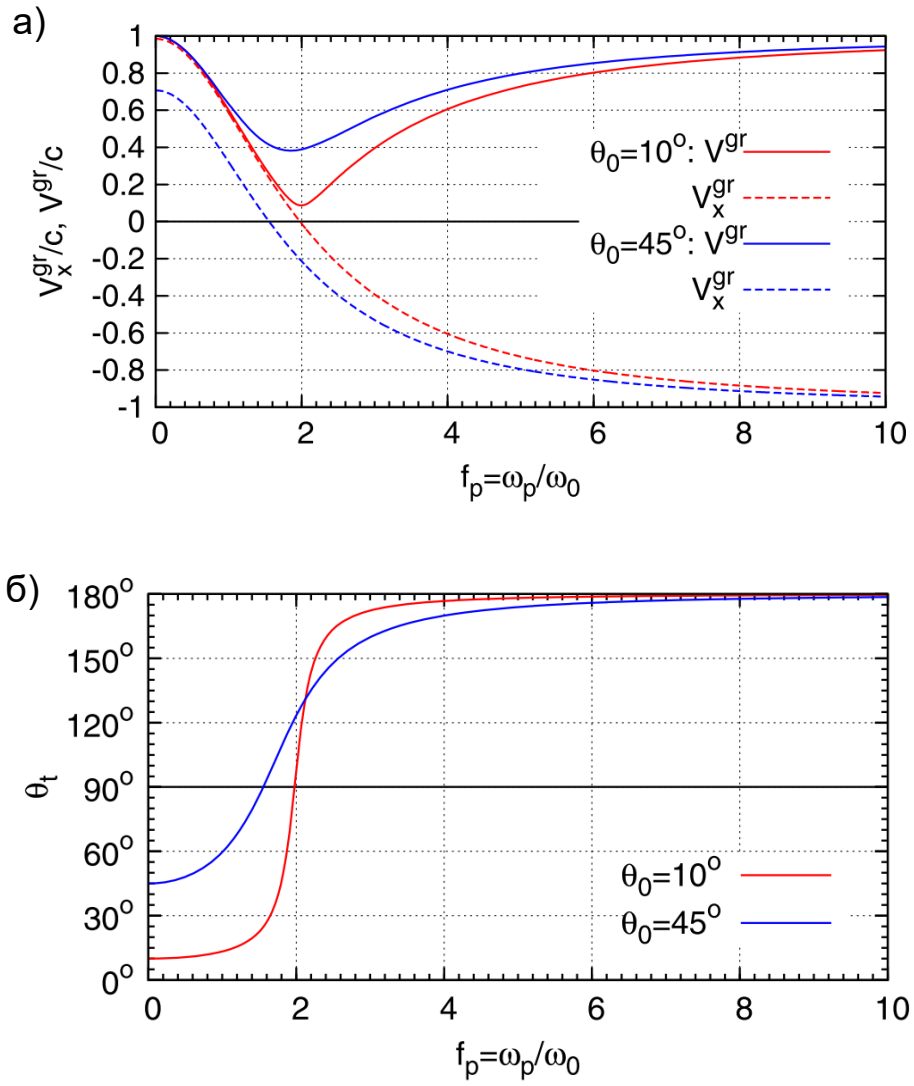


Рис 1.12. а) Групповая скорость и ее проекция на оси x и б) угол распространения волны T2 как функции $f_p = \omega_p/\omega_0$ при $n = 1,0002$, $\beta = 1$ и $\theta_0 = 10^\circ, 45^\circ$.

Из-за наличия большой действительной части у f_{t1} влияние столкновений мало. Амплитуда волны Т1 приближенно равна

$$\frac{E_{t1}}{E_0} \approx -\frac{1 - n\beta}{2(1 + \cos \theta_0)^2} f_p^2 \quad (1.29)$$

и является малой, как и в отсутствие столкновений.

Действительные и мнимые части комплексных частот волн Т2 и Т3 показаны на рис. 1.13 как функции f_p . При построении графиков было зафиксировано отношение ν/ω_p , поэтому f_ν и f_p связаны соотношением $f_\nu = (\nu/\omega_p) f_p$. При фиксированной плотности плазмы и частоте столкновений изменение величины $f_p = \omega_p/\omega_0$ соответствует изменению частоты падающей волны ω_0 . При достаточно малой частоте соударений ($\nu/\omega_p = 0,5$ на рис. 1.13) действительная часть f_{t2} монотонно увеличивается с ростом f_p , начиная с 1, как и в отсутствие столкновений, см. формулу (1.21). Мнимая часть f_{t2} также увеличивается, но остается меньше действительной части. У частоты волны начальных условий f_{t3} появляются как действительная, так и мнимая части в отличие от значения $f_{t3} = 0$ в отсутствие столкновений. Мнимая часть f_{t3} превышает ее действительную часть.

С увеличением частоты столкновений ($\nu/\omega_p = 1$ на рис. 1.13) волны Т2 и Т3 смешиваются, о чем свидетельствует своеобразное поведение $f_{t2,3}$ в окрестности точки с $f_p = 2$. Действительные части f_{t2} и f_{t3} сближаются друг с другом и при дальнейшем увеличении параметра ν/ω_p начинают пересекаться. Значения ν/ω_p и f_p , при которых действительные части f_{t2} и f_{t3} пересекаются, слабо зависят от угла падения, см. рис. 1.13а,в.

При большой частоте столкновений ($\nu/\omega_p = 4$ на рис. 1.13) свойства волн Т2 и Т3 становятся кардинально иными по сравнению со случаем слабых соударений. Действительная часть f_{t2} становится близкой к 1 и очень медленно уменьшается с ростом f_p . Мнимая часть f_{t2} мала и медленно увеличивается с ростом f_p . Таким образом, волна Т2 слабо подвержена влиянию сильностолкновительной плазмы.

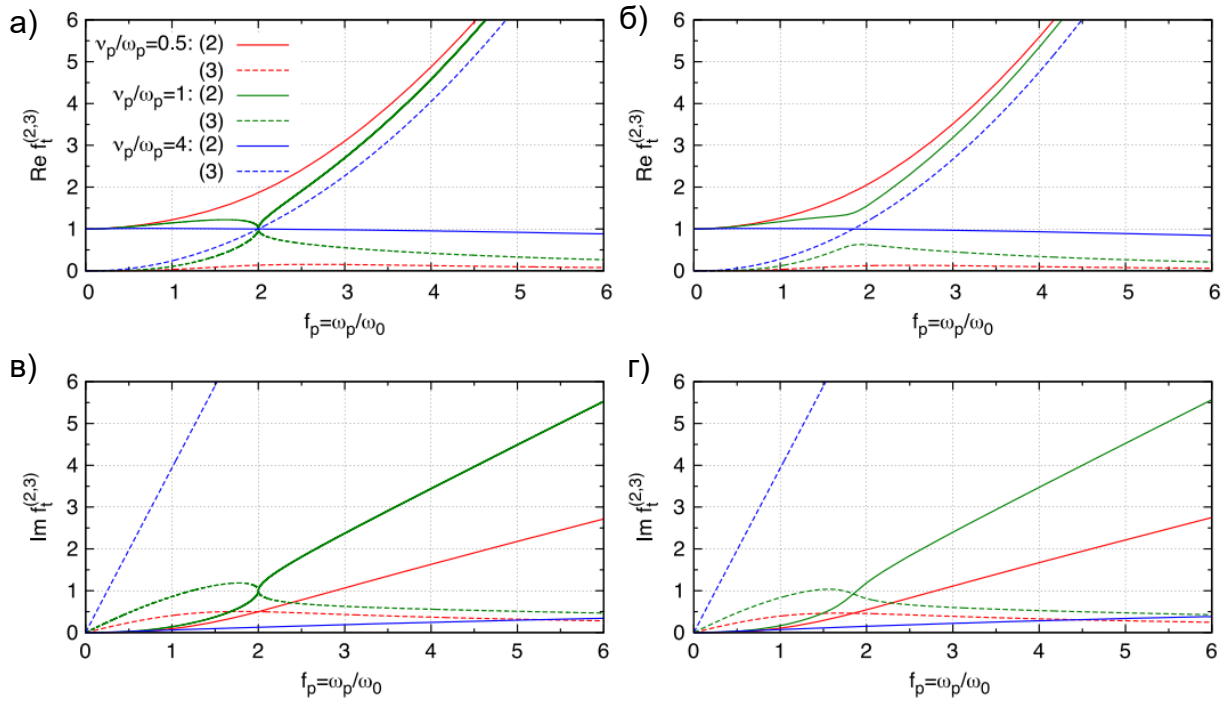


Рис 1.13. а), б) Действительные и в), г) мнимые части комплексных частот $f_{t,3} = \omega_{t,3}/\omega_0$ для волн Т2 и Т3 как функции $f_p = \omega_p/\omega_0$ при $n = 1,0002$, $\beta = 1$, $\nu/\omega_p = 0,5, 1$ и 4 и двух значениях угла падения: а), в) $\theta_0 = 0^\circ$, б), г) $\theta_0 = 45^\circ$.

Частота T3 имеет очень большую мнимую часть, что приводит к локализации волны в очень тонком слое за фронтом.

Свойства волн T2 и T3 дополнительно иллюстрируются зависимостью проекций их групповых скоростей на ось x от f_p , см. рис. 1.14. При низкой частоте соударений ($\nu/\omega_p = 0,5$) волна T2 меняет направление своего распространения на противоположное при некотором значении f_p . Это изменение сопровождается монотонным увеличением ее частоты, см. рис. 1.13. Групповая скорость волны T3 становится ненулевой из-за наличия столкновений, при этом волна также может менять направление своего распространения на противоположное, хотя и обратным образом по сравнению с волной T2. При большой частоте соударений ($\nu/\omega_p = 4$) поведение мод кардинально меняется. Волна T2 распространяется всегда в положительном направлении оси x , а величина ее групповой скорости монотонно уменьшается до нуля с ростом f_p . Частота волны близка к 1, см. рис. 1.13. Волна T3 распространяется в отрицательном направлении оси x , и величина ее групповой скорости увеличивается от 0 до скорости фронта с ростом f_p . Такое поведение согласуется с большим значением мнимой части f_{t3} и локализацией волны за фронтом.

Зависимости амплитуд волн T2 и T3 от f_p показаны на рис. 1.15. При низкой частоте столкновений ($\nu/\omega_p = 0,5$) амплитуда волны T2 почти равна амплитуде падающей волны. Наличие столкновений приводит к появлению конечного электрического поля у волны начальных условий T3. При умеренной частоте столкновений ($\nu/\omega_p = 1$) амплитуды волн T2 и T3 имеют высокие пики. Однако электрические поля этих волн направлены противоположно друг другу, поэтому полное электрическое поле не демонстрирует резонансного поведения. При высокой частоте столкновений ($\nu/\omega_p = 4$) нормированная амплитуда волны T2 очень близка к 1. Нормированная амплитуда волны T3 увеличивается с ростом f_p , но остается меньше 1 в рассматриваемом интервале значений f_p .

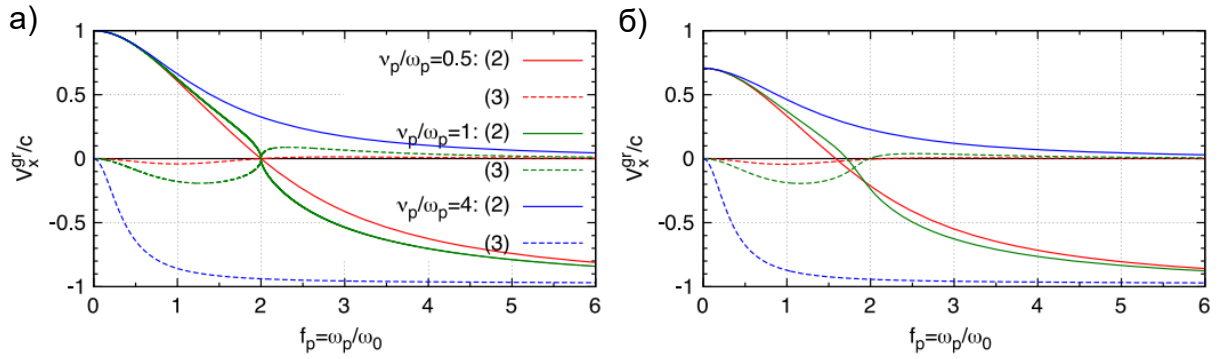


Рис 1.14. Проекция групповых скоростей волн Т2 и Т3 на ось x как функции f_p при тех же значениях параметров, что и на рис. 1.13. Угол падения θ_0 равен 0° на а) и 45° на б).

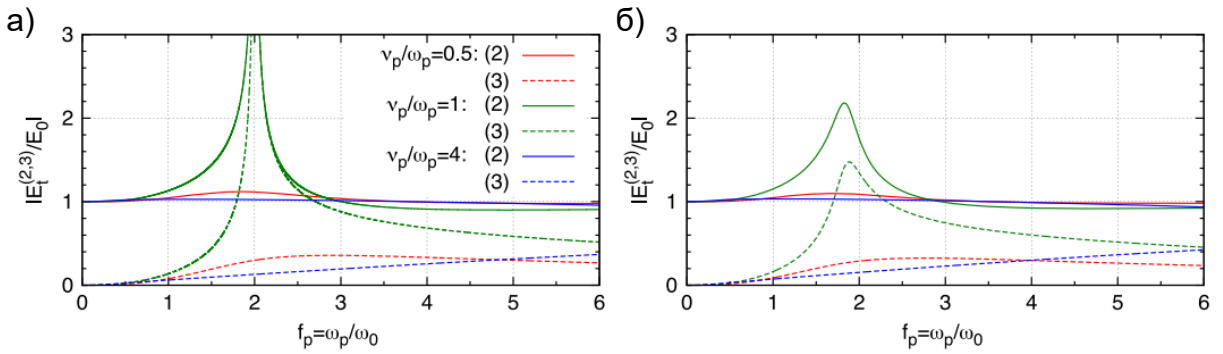


Рис 1.15. Амплитуды волн Т2 и Т3 как функции f_p при тех же значениях параметров, что и на рис. 1.13, 1.14. Угол падения θ_0 равен 0° на а) и 45° на б). На а) пики достигают значения $|E_{t2,3}/E_0|_{\max} \approx 50$.

Таким образом, свойства волн Т2 и Т3 в зависимости от частоты столкновений ν/ω_p можно в целом охарактеризовать следующим образом. При низкой частоте столкновений у волны Т2 с ростом f_p монотонно увеличивается нормированная частота (от 1 при $f_p \rightarrow 0$) и одновременно меняется угол распространения от θ_0 до 180° . Амплитуда волны близка к амплитуде падающей волны. У волны начальных условий Т3 появляется малая групповая скорость. При большой частоте столкновений частота волны Т2 примерно равна частоте падающей волны. Волна всегда распространяется от фронта, и ее групповая скорость вдоль оси x стремится к нулю при больших f_p . Волна Т3 становится сильно локализованной вблизи фронта.

1.5.3. Радарное детектирование «сверхсветовых» ШАЛ

Характерной особенностью ШАЛ является очень высокое значение частоты столкновений в создаваемой за фронтом ШАЛ плазме. Хотя это значение точно не известно, считается, что оно находится в интервале $10^{10} - 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, отношение ν/ω_p составляет $\sim 10^2 - 10^4$. Проанализируем свойства прошедших волн в условиях столь сильных столкновений.

Частоты прошедших волн, найденные путем численного решения кубического уравнения (1.7) при $\nu/\omega_p = 10^3$, показаны как функции f_p на рис. 1.16, а соответствующие амплитуды – на рис. 1.17. Для условий высокой частоты соударений и ультрарелятивистского фронта ионизации ($n\beta \approx 1$) удастся вывести и приближенные аналитические формулы для комплексных частот прошедших волн вида

$$f_{t1} \approx f_r - i \frac{f_\nu f_p^2 (1 - n\beta)}{2[(1 + \cos \theta_0)^2 + (1 - n\beta)^2 f_\nu^2]}, \quad (1.30)$$

$$f_{t2} \approx 1 + i \frac{f_p^2}{2(1 + \cos \theta_0) f_\nu}, \quad (1.31)$$

$$f_{t3} \approx \frac{f_p^2 (1 + \cos \theta_0)}{2[(1 + \cos \theta_0)^2 + (1 - n\beta)^2 f_\nu^2]} + i f_\nu. \quad (1.32)$$

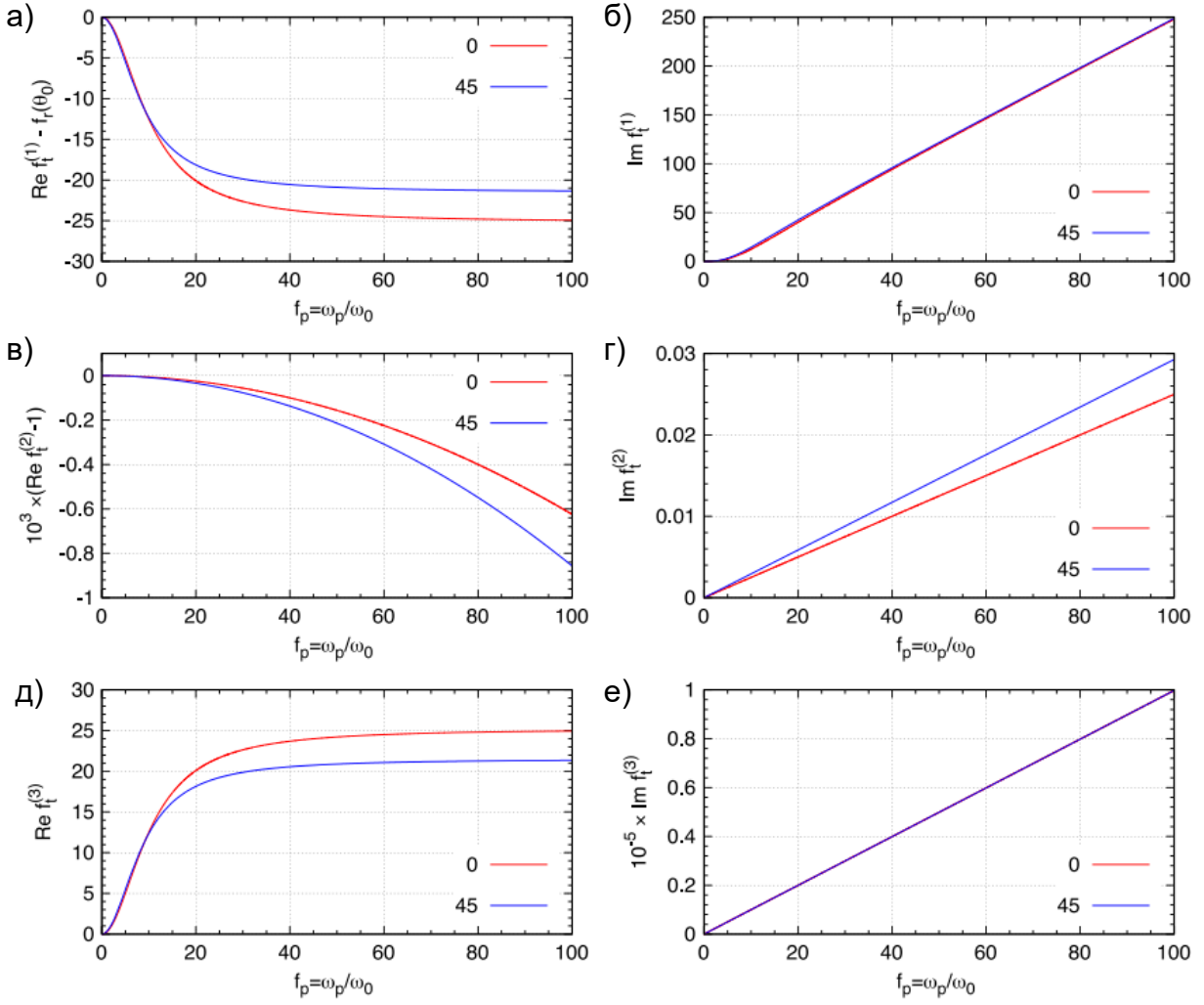


Рис 1.16. Действительные а), в), д) и мнимые б), г), е) части частот волн Т1, Т2 и Т3 в зависимости от f_p при $n = 1,0002$, $\beta = 1$, $\nu/\omega_p = 10^3$ и двух углах падения: $\theta_0 = 0^\circ, 45^\circ$. На а) значения $\text{Re } f_{t1}$ откладываются от $f_r(\theta_0 = 0^\circ) = -10001,00$ и $f_r(\theta_0 = 45^\circ) = -8536,39$. На е) две линии неразличимы.

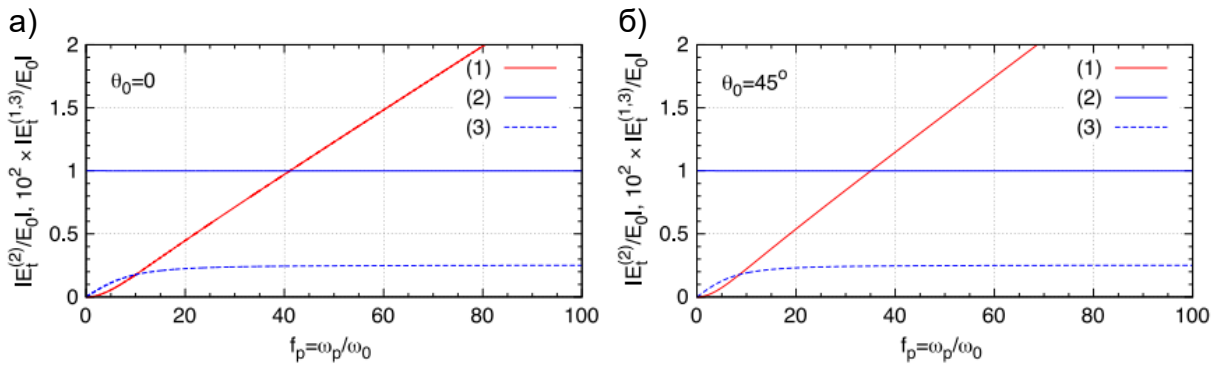


Рис 1.17. Амплитуды волн Т1, Т2 и Т3 в зависимости от f_p при тех же значениях параметров, что и на рис. 1.16.

Волна T1 имеет очень высокую частоту, определяемую действительной частью f_{t1} (рис. 1.16а). Сдвиг частоты вверх довольно сильно зависит от угла падения, как и в случае умеренных столкновений, см. формулу (1.28). Например, при $f_p \rightarrow 0$ и $n\beta = 1,0002$ получаем $f_{t1}(\theta_0 = 0) = -10001,00$ и $f_{t1}(\theta_0 = 45^\circ) = -8536,39$. По мере увеличения f_p действительная часть f_{t1} становится более отрицательной, т.е. увеличивается по абсолютному значению. Зависящая от f_p часть $\text{Re } f_{t1}$ волны T1 подобна зависящей от f_p части $\text{Re } f_{t3}$ волны T3 (ср. рис. 1.16а и 1.16д). Хотя мнимая часть f_{t1} довольно велика (см. рис. 1.16б), она все же намного меньше действительной части. Это означает, что прошедший волновой пакет T1 имеет значительную длину за фронтом.

Действительная часть нормированной частоты волны T2 очень близка к 1, а мнимая часть мала (см. рис. 1.16в, г). Однако волна T2 распространяется в положительном направлении оси x (от земли) и, следовательно, не может быть принята на земле. Мнимая часть нормированной частоты волны T3 очень велика (см. рис. 1.16е). Это означает, что волна T3 локализована в очень тонком слое за фронтом и, следовательно, ее энергия очень мала.

Исходя из проведенного анализа свойств прошедших волн, можно сделать вывод, что волна T1 больше всего подходит для детектирования. Поскольку волна распространяется вслед за фронтом ионизации к земле (в отрицательном направлении оси x), она в конце концов выйдет из плазмы (например, после того, как ионизирующие частицы потеряют энергию, необходимую для дальнейшей ионизации) и достигнет приемника. Волна может переносить обнаружимую мощность. Например, для типичных значений $\theta_0 = 45^\circ$, $n\beta = 1,0002$, $\nu/\omega_p = 10^3$, $\omega_p/(2\pi) = 50$ МГц и $\omega_0/(2\pi) = 1$ МГц ($f_p = 50$), получаем $|E_{t1}/E_0| \approx 0,015$ (см. рис. 1.17б). Данная амплитуда сравнима с амплитудой волны, отраженной от досветового (с $n\beta < 1$) фронта ионизации, создающего плазму с теми же значениями ω_p и ν .

Значительная трудность обнаружения волны T1, как и волны, отраженной от досветового фронта, заключается в сильной зависимости ее частоты от угла

падения θ_0 . Действительно, поскольку $\text{Re } f_{t1} \approx f_r \approx (1 + \cos \theta_0)/(1 - n\beta)$, то при скользящем падении сдвиг частоты вверх в два раза меньше, чем при нормальном падении. Например, при $n\beta = 1,0002$ частота изменяется в интервале $|\text{Re } \omega_{t1}|/(2\pi) \approx 5 - 10$ ГГц при изменении θ_0 от 90° до 0° . В целом свойства прошедшей волны Т1 очень похожи на свойства отраженной волны, которая существовала бы при досветовом движении ($n\beta < 1$) фронта ионизации.

Таким образом, в случае сверхсветового движения ШАЛ одна из прошедших волн аналогична по своим свойствам (частоте, направлению распространения и амплитуде) волне, отраженной от досветового фронта ионизации, и может быть обнаружена расположенным на земле приемником.

1.6. Выводы по главе 1

Распад плазмы за фронтом ионизации не влияет на отражение электромагнитной волны от фронта при выполнении условия $\tau > T/\gamma^2$ (τ – время жизни плазмы, T – период волны, γ – релятивистский фактор фронта), что характерно для зондирования ШАЛ радиоволнами СВ диапазона.

Коэффициент отражения волны от ультрарелятивистского фронта, создающего сильностолкновительную плазму, прямо пропорционален плотности плазмы.

В случае сверхсветового (быстрее радиоволн в воздухе) движения фронта ионизации отраженная волна отсутствует, но одна из прошедших волн аналогична по своим свойствам (частоте, направлению распространения и амплитуде) волне, отраженной от досветового фронта ионизации.

Радарное обнаружение ШАЛ в принципе осуществимо. Оптимальная частота зондирующей радиоволны равна ~ 1 МГц, при этом отраженное к земле излучение имеет частоту в несколько гигагерц, попадая в спектральный интервал минимальных шумов неба. В силу релятивистских aberrаций излучение освещает на земле площадь, соответствующую диску ШАЛ. Основным препятствием для обнаружения отраженного сигнала является его спектральное уширение (до сотен мегагерц)

из-за короткого (в несколько наносекунд) времени взаимодействия между фронтом и зондирующей волной.

ГЛАВА 2. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ТРАНСФОРМАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ФРОНТЕ ИОНИЗАЦИИ

В отличие от хорошо изученного в литературе стационарного режима трансформации квазигармонической волны на равномерно движущемся фронте ионизации в данной главе рассматриваются особенности нестационарных режимов трансформации в двух случаях: когда фронт ионизации внезапно останавливается и когда на равномерно движущемся фронте ионизации происходит трансформация короткого электромагнитного импульса.

Режим с остановкой фронта ионизации является типичным для реальных экспериментальных условий из-за ограниченности длины среды, в которой создается фронт. Исследование данного режима требует привлечения более сложных математических методов, чем в случае стационарного режима трансформации: в расчетах ниже будет использован метод преобразования Лапласа с последующим контурным интегрированием в комплексной плоскости.

Расчет трансформации коротких импульсов на равномерно движущемся фронте ионизации хотя формально и сводится (с помощью преобразования Фурье) к случаю трансформации на фронте монохроматической волны, однако, как будет показано ниже, приводит к нетривиальным физическим эффектам, которые могут быть использованы на практике для частотного преобразования импульсов микроволнового или терагерцового излучения.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A1, A7-A8, A13-A15].

2.1. Трансформация электромагнитной волны на внезапно останавливающемся фронте ионизации

Рассмотрим плоскую электромагнитную волну ТЕ поляризации и частоты ω_0 , падающую под углом θ_0 на фронт ионизации, движущийся против оси x со скоростью V ($V < c$), см. рис. 2.1а. Считаем, что фронт ионизации резкий, т.е. расстояние, на котором увеличивается плотность плазмы, мало по сравнению с длинами падающей, отраженной и прошедшей волн. Такие фронты могут быть получены с помощью фемтосекундных лазерных импульсов [74]. Приближение резкого фронта позволяет записать плотность плазмы как $N(x, t) = N\Theta(x + Vt)$, где $\Theta(x + Vt)$ – функция Хэвисайда. Комплексное электрическое поле падающей волны запишем в виде

$$E(x, y, t) = zE_0 e^{i\omega_0 t - ig_0 x - ih_0 y}, \quad (2.1)$$

где $g_0 = (\omega_0/c) \cos \theta_0$ и $h_0 = (\omega_0/c) \sin \theta_0$ – нормальная и тангенциальная компоненты волнового вектора соответственно. Вследствие трансляционной инвариантности в направлении оси y поля вторичных волн имеют такую же пространственную зависимость от y , что и падающая волна, поэтому одинаковый множитель $e^{-ih_0 y}$ будет далее опускаться. Угол падения θ_0 может принимать значения между 0 и $\theta_{\max}$, где $\cos \theta_{\max} = -\beta$ и $\beta = V/c$. Падающая волна порождает отраженную и прошедшую волны, а также волну начальных условий. Непрерывность фазы на фронте ионизации позволяет найти частоты и направления распространения всех вторичных волн [30]. Частоты отраженной и прошедшей волн определяются формулами

$$f_r = \omega_r/\omega_0 = \gamma^2(1 + 2\beta \cos \theta_0 + \beta^2), \quad (2.2)$$

$$f_t = \omega_t/\omega_0 = \gamma^2 f - \beta \gamma \sqrt{f_f^2 - f_p^2}, \quad (2.3)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $f = 1 + \beta \cos \theta_0$, $f_f = \gamma(\beta + \cos \theta_0)$, $f_p = \omega_p/\omega_0$, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ – плазменная частота (e и m – заряд и масса электрона). Для волны начальных условий имеем $f_s = \omega_s/\omega_0 = 0$. Углы, под которыми распространяются волны, равны $\tan \theta_{r,t,s} = h_0/g_{r,t,s}$, где $g_{r,t,s} = \omega_0(f - f_{r,t,s})/V$ – нормальные

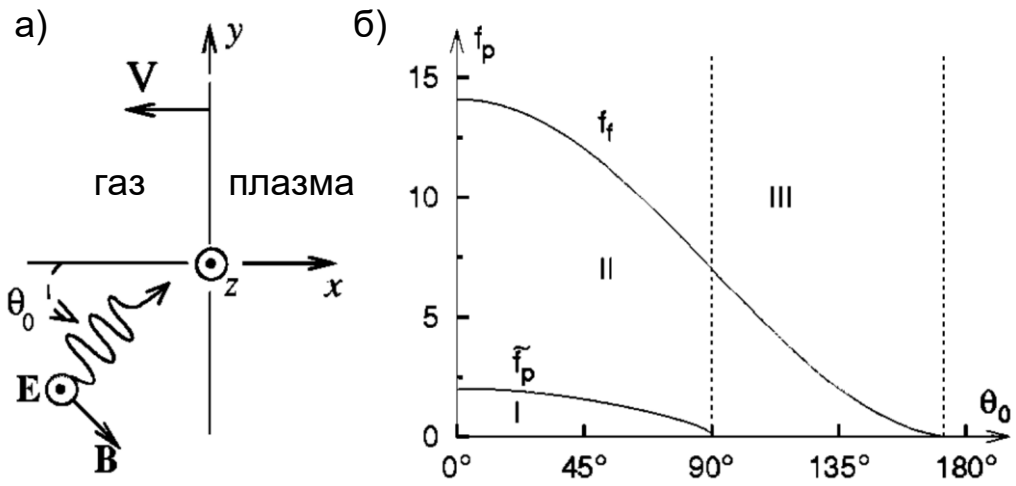


Рис. 2.1. а) Схема падения ТЕ-волны на фронт ионизации. б) Режимы распространения прошедшей волны в зависимости от параметров f_p и θ_0 при $\beta = 0,99$ ($\theta_{\max} \approx 172^\circ$). В области I ($f_p < \tilde{f}_p$, $\tilde{f}_p = \sqrt{(\cos \theta_0 + 2\beta + \beta^2 \cos \theta_0) \cos \theta_0}$) волна распространяется в положительном направлении оси x ; в области II ($\tilde{f}_p < f_p < f_f$) волна бежит за фронтом; в области III ($f_p > f_f$) волна экспоненциально спадает за фронтом.

компоненты волновых векторов. Прошедшая волна ведет себя необычно по сравнению со случаем неподвижной границы. В зависимости от плотности плазмы, угла падения и скорости фронта возможны три случая, показанные на рис. 2.1б: волна может распространяться от фронта, следовать за фронтом или экспоненциально спадать за фронтом.

Амплитуды вторичных волн находятся из условий непрерывности электрического и магнитного полей, а также их пространственных и временных производных на фронте [30]:

$$E_r = E_0 (f_t - 1)/(f_r - f_t), \quad (2.4)$$

$$E_t = E_0 (f_r - 1)/(f_r - f_t), \quad (2.5)$$

$$B_{sy} = -g_s B_{sx}/h_0 = -E_0 f \beta^{-1} (1 - f_r^{-1})(1 - f_t^{-1}). \quad (2.6)$$

Частоты, углы распространения и амплитуды полностью определяют стационарную картину трансформации волны на равномерно движущемся фронте перед тем, как он останавливается.

Предположим теперь, что в момент $t = 0$ фронт внезапно останавливается. На практике внезапность остановки означает, что она происходит за время, намного меньшее периодов всех волн. Данное условие выполняется, например, если ионизирующий лазерный импульс распространяется в объеме газа, ограниченном стеклом или другим материалом. Для простоты будем считать, что после остановки фронта созданная им плазма граничит с вакуумом. Рассмотрим, что происходит с полями и токами в плазме после остановки. Для решения этой нестационарной задачи воспользуемся уравнениями Максвелла

$$i h_0 E_z = \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} + i h_0 B_x = \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} e N v_z [\Theta(x + Vt)\Theta(-t) + \Theta(x)\Theta(t)], \quad (2.9)$$

дополненными уравнением движения электронов

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{e}{m} E_z. \quad (2.10)$$

Для решения уравнений (2.7)-(2.10) воспользуемся методом преобразования Лапласа. Используем в качестве начальных условий для полей и скоростей электронов в момент $t = 0^+$ их значения в момент $t = 0^-$, поскольку поля и скорости не успевают измениться за бесконечно малое время остановки фронта. Применяя преобразование Лапласа к уравнениям (2.7)-(2.10) и исключая из полученных соотношений изображения компонент магнитного поля и скорости электронов, получим уравнение для лапласовского образа $\mathcal{E}(s)$ электрического поля $E_z(t)$ вида

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} - \left(\frac{s^2}{c^2} \varepsilon + h_0^2 \right) \mathcal{E} = F(x, s), \quad (2.11)$$

где $\varepsilon = 1 + \omega_p^2/s^2$ в плазме и $\varepsilon = 1$ в вакууме. Источник $F(x, s)$ в правой части уравнения (2.11) при $x > 0$ определяется начальными полями в плазме: $F(x, s) = -c^{-2}(s + i\omega_t)E_t(x, 0) \exp(-ig_{tx})$, а при $x < 0$ полями в вакууме: $F(x, s) = -c^{-2}[(s + i\omega_0)E_0(x, 0) \exp(-ig_{0x}) + (s + i\omega_r)E_r(x, 0) \exp(-ig_{rx})]$.

Записывая решение уравнения (2.11) в однородных областях $x < 0$ и $x > 0$ и сшивая эти решения граничными условиями непрерывности величин $\mathcal{E}$ и $\partial \mathcal{E} / \partial x$, вытекающими из уравнения (2.11) после его интегрирования по толщине переходного слоя, получаем

$$\mathcal{E}(x, s) = \begin{cases} \frac{E_0 e^{-ig_0 x}}{s - i\omega_0} + \frac{E_r e^{-ig_r x}}{s - i\omega_r} + A_v(s) e^{-\kappa_v x}, & x < 0 \\ \frac{E_t e^{-ig_t x}}{s - i\omega_t} + A_p(s) e^{-\kappa_p x}, & x > 0, \end{cases} \quad (2.12)$$

где

$$A_{v,p}(s) = \mp \frac{1}{\kappa_v + \kappa_p} \left(\frac{\kappa_{p,v} \mp ig_0}{s - i\omega_0} E_0 + \frac{\kappa_{p,v} \mp ig_r}{s - i\omega_r} E_r - \frac{\kappa_{p,v} \mp ig_t}{s - i\omega_t} E_t \right) \quad (2.13)$$

и $\kappa_{p,v} = \sqrt{\varepsilon s^2/c^2 + h_0^2}$.

Выражения (2.12) и (2.13) дают решение задачи в области комплексной переменной s . Чтобы получить решения во временной области, применим обратное преобразование Лапласа. Члены в виде дробей в формуле (2.12) представляют собой вынужденные решения уравнения (2.11) и при обратном преобразовании Лапласа вносят вклад в поле $E_z(x, y, t)$ сразу с момента $t = 0^+$. В вакууме вклады полюсов

двух вынужденных членов дают падающую волну и первоначальную отраженную волну. В плазме вклад полюса вынужденного члена дает первоначальную прошедшую волну. Волна начальных условий, не имеющая электрического поля, не может быть получена непосредственно из выражения (2.12).

В произвольной точке x эффект остановки фронта возникает при $t = |x|/c$. С этого момента свободные решения (последние слагаемые в формуле (2.12)) начинают вносить свой вклад. Это означает, что, начиная с момента $t = 0$, в обе стороны от границы $x = 0$ распространяется область перестройки волновых полей. При выполнении обратного преобразования Лапласа для $t > |x|/c$ выберем контур интегрирования (см. рис. 2.2) на том листе римановой поверхности s , где действительные части $\kappa_{p,v}(s)$ положительны, чтобы обеспечить выполнение условия излучения при $x \rightarrow \pm\infty$. Контур огибает разрезы, проведенные от точек ветвления корней $\pm i\omega_0 \sin \theta_0$ и $\pm i\omega_*$ ($\omega_* = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_0^2 \sin^2 \theta_0}$) на бесконечность вдоль мнимой оси.

Распределение электрического поля, которое сформируется в пределе $t \rightarrow +\infty$, определяется полюсами вынужденных решений и интегралами $A_{v,p}(s)$ вдоль правого берега разреза вблизи полюсов $s = i\omega_{0,r,t}$. Это асимптотическое распределение зависит от того, распространялись ли фронт и начальная волна в одном направлении или в противоположных направлениях при $t < 0$. В случае встречного распространения начальная волна будет создавать хорошо известные отраженную и прошедшую волны при падении на неподвижную границу плазмы. В случае сонаправленного распространения прошедшая волна, если она следовала за фронтом при $t < 0$, будет также вносить вклад в асимптотическое распределение, формируя свои прошедшую и отраженную волны при падении на границу из плазмы.

Рассмотрим возбуждение волны начальных условий. Магнитное поле можно найти из решения (2.12) и уравнения Максвелла в s плоскости: $B_x = [ich_0\mathcal{E} + B_x(t=0)]/s$. Полюс в точке $s = 0$ дает статическое магнитное поле волны начальных условий вида

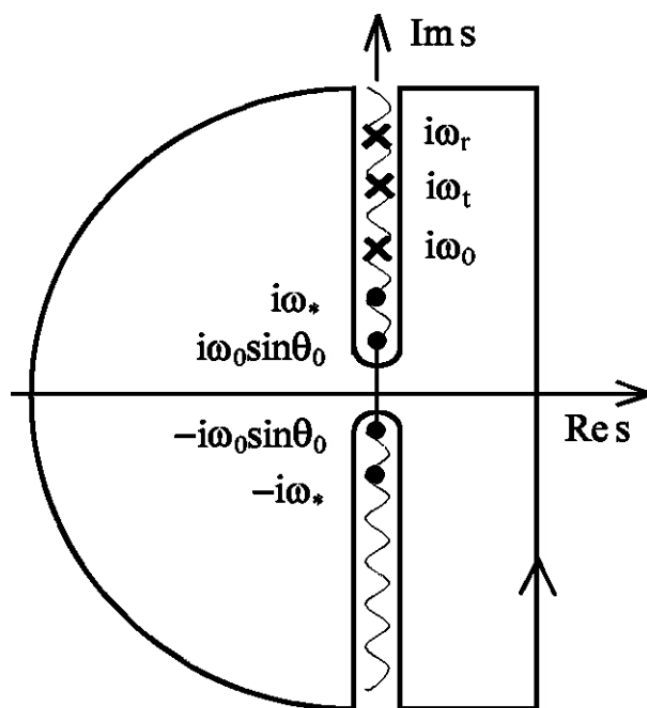


Рис. 2.2. Контур интегрирования для $t > |x|/c$.

$$B_x^{\text{st}}(x) = B_0^{\text{st}} \begin{cases} (B_1 + B_2)e^{h_0 x}, & x < 0 \\ B_1 e^{-i g_s x} + B_2 e^{-\kappa_p^{\text{st}} x}, & x > 0, \end{cases} \quad (2.14)$$

где

$$B_0^{\text{st}} = E_0 \sin \theta_0 (1 - f_r^{-1})(1 - f_t^{-1})/B_1, \quad (2.15)$$

$B_2 = -(\sin \theta_0 + i f / \beta) / C$, $B_1 = -(\sin \theta_0 + f_*) / C$, $C = \sqrt{f_*^2 + f^2 / \beta^2}$, $|B_1 + B_2| = 1$, $\kappa_p^{\text{st}} = f_* \omega_0 / c$ и $f_* = \omega_* / \omega_0$. Компоненту поля B_y^{st} можно найти из (2.14), используя уравнение Максвелла $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Статическое магнитное поле в плазме ($x > 0$) состоит из двух членов. Первый член описывает обычное поле, которое формируется за равномерно движущимся фронтом. Второй член возникает в результате переходных процессов вблизи границы после остановки фронта ионизации. Поскольку второй член практически исчезает при $x \gg 1/\kappa_p^{\text{st}}$, остановка фронта вызывает изменение статического магнитного поля в плазме только вблизи границы на расстояниях $\sim 1/\kappa_p^{\text{st}}$.

Неожиданным эффектом является возбуждение статического магнитного поля в вакууме, см. решение (2.14) при $x < 0$. Линии $\mathbf{B}^{\text{st}}$ в вакууме продолжают линии, существующие в плазме (см. рис. 2.3а). Две компоненты $B_{x,y}^{\text{st}}$ гармонически изменяются вдоль оси y , имеют одинаковую амплитуду и сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Величина $\mathbf{B}^{\text{st}}$ экспоненциально спадает с расстоянием от границы, характерный масштаб спада статического поля в вакууме равен h_0^{-1} . При $\sin \theta_0 \sim 1$ масштаб спада сравним с длиной падающей волны, которая обычно лежит в сантиметровом диапазоне в экспериментах по повышению частоты микроволнового излучения. При малых же значениях $\sin \theta_0$, т.е. при углах падения θ_0 , близких к 0° или 180° , расстояние, на котором спадает статическое поле, может значительно превышать длину падающей волны. Данное обстоятельство может упростить экспериментальную проверку существования волны начальных условий. Хотя при приближении θ_0 к 0° или 180° амплитуда статического магнитного поля и стремится к нулю (см. рис. 2.3б), тем не менее, существуют интервалы углов, где масштаб спада поля достаточно велик и амплитуда магнитного поля еще значительна.

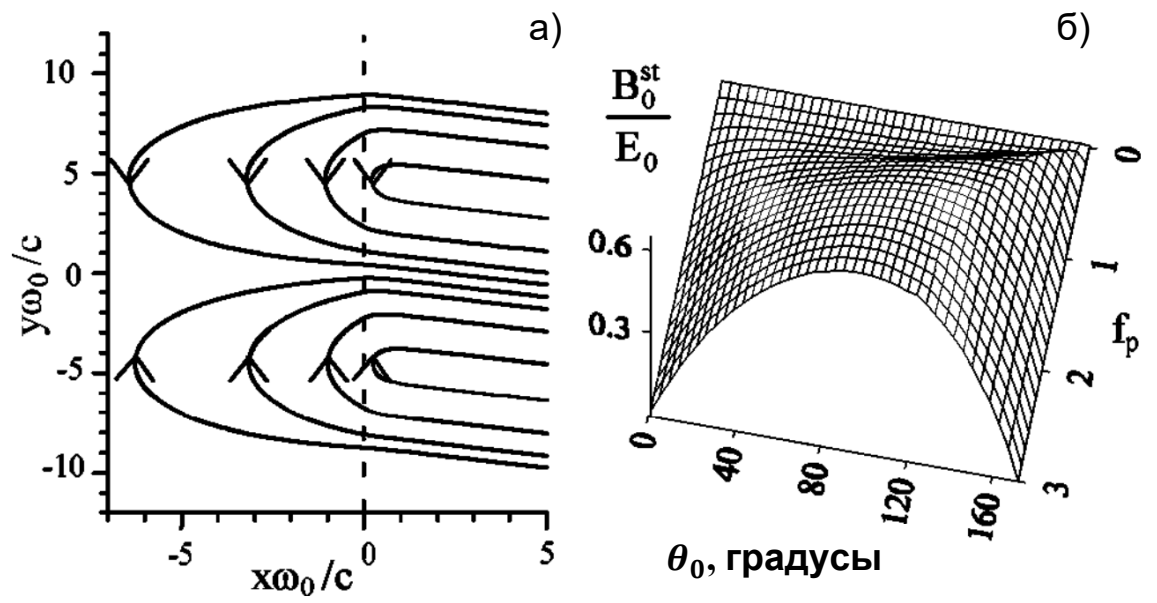


Рис. 2.3. а) Линии статического магнитного поля при $\beta = 0,99, f_p = 3, \theta_0 = 160^\circ$.
 б) Амплитуда статического магнитного поля на границе плазмы при $\beta = 0,99$.

Заметим при этом, что амплитуда статического магнитного поля увеличивается при увеличении плотности плазмы.

Статическое магнитное поле поддерживается постоянными токами в плазме. Эти токи можно получить из уравнения $\mathbf{j}^{\text{st}} = (c/4\pi)\nabla \times \mathbf{B}^{\text{st}}$, которое дает

$$j_z^{\text{st}}(x) = \frac{i\omega_0 B_0^{\text{st}}}{4\pi \sin \theta_0} \left(\frac{f_r B_1}{\gamma^2 \beta^2} e^{-ig_s x} + f_p^2 B_2 e^{-\kappa_p^{\text{st}} x} \right). \quad (2.16)$$

Типичное распределение постоянных токов показано на рис. 2.4а. Подобно статическому магнитному полю, постоянные токи искажаются вблизи границы. Ширина области этих искажений такая же, как и для статического магнитного поля.

В приведенном выше анализе пренебрегалось столкновениями. Учёт столкновений привел бы к постепенному затуханию постоянных токов и, следовательно, к конечному времени жизни статического магнитного поля. Для давлений газа, характерных для экспериментов [25, 75-78], это время жизни составляет $\sim 10 - 100$ нс и, таким образом, может значительно превышать как длительность падающего импульса с длиной волны $\lambda_0 \sim 1$ см, так и временной масштаб переходных электромагнитных процессов.

Рассмотрим теперь излучение из плазмы после остановки фронта. В общем случае переходные процессы описываются интегралами по берегам разрезов (см. рис. 2.2). Уходящее от границы на бесконечность ($x \rightarrow \pm\infty$) излучение описывается интегралами по правым берегам разрезов в интервалах $\omega_0 \sin \theta_0 < |\omega| < \infty$ для $x < 0$ и $\omega_* < \omega < \infty$ для $x > 0$, где $\omega = \text{Im}(s)$. Эти интегралы дают разложение излучения по уходящим плоским волнам с различными частотами, соответствующими различным углам распространения θ (отсчитываемым в плоскости x - y от нормали к границе как в вакууме, так и в плазме) согласно соотношениям

$$\omega = \begin{cases} \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} \omega_0, & x < 0 \\ \frac{\omega_0}{\sin \theta} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_*^2} \cos^2 \theta}, & x > 0. \end{cases} \quad (2.17)$$

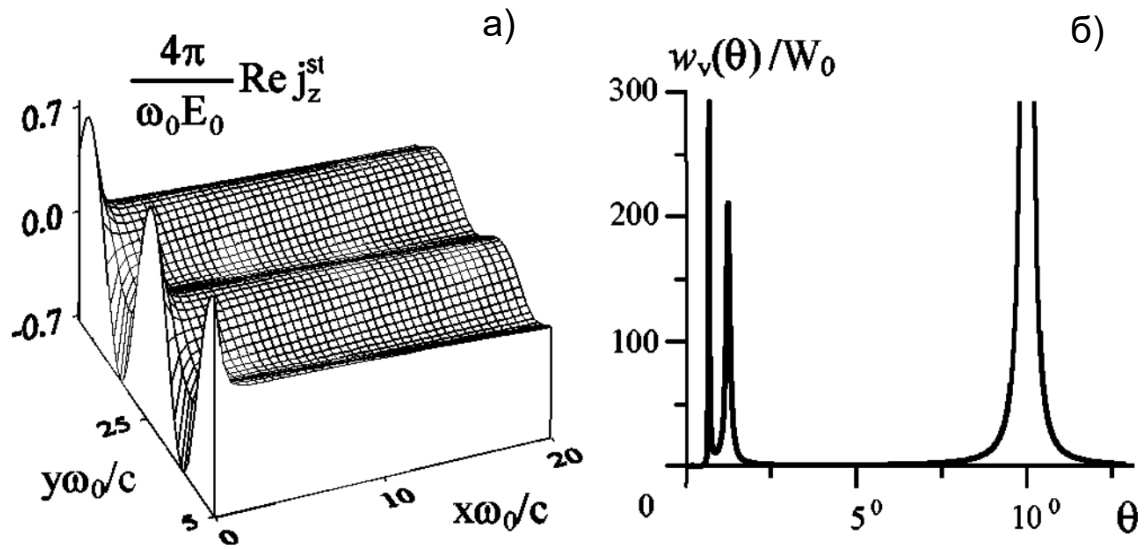


Рис. 2.4. а) Постоянные токи, возбуждаемые в плазме при $\beta = 0,99$, $f_p = 3$ и $\theta_0 = 160^\circ$. б) Угловая плотность энергии излучения в вакуум $\mathcal{W}_v(\theta)/\mathcal{W}_0$ (нормированная на величину $\mathcal{W}_0 = E_0^2 c / (4\omega_0)$) при $\beta = 0,999$, $\theta_0 = 170^\circ$ и $f_p = 0,318$.

Чем ближе угол θ к нормали, тем выше частота волны. Угловую плотность энергии, излучаемой в вакуум и плазму, можно записать в виде [79]

$$\mathcal{W}_{v,p}(\theta) = \frac{c^2 h_0 \operatorname{ctg}^2 \theta}{16\pi^2} |A_{v,p}(s = i\omega)|^2. \quad (2.18)$$

Формула (2.18) верна для всех углов, кроме тех, при которых вынужденные решения в решении (2.12) вносят вклад. Излучаемая под этими углами энергия бесконечна из-за предположения о плоской падающей волне. На рис. 2.4б показано угловое распределение энергии излучения в вакуум в случае, когда исходная волна спадает за движущимся фронтом. Для используемых нами параметров глубина проникновения в плазму скинирующей волны составляет около трех периодов. После остановки фронта это экспоненциально спадающее поле генерирует волновой пакет, распространяющийся в вакууме под углом примерно $1,2^\circ$. Интегрирование $\mathcal{W}_v(\theta)$ по интервалу углов около $1,2^\circ$ дает энергию, которая почти равна энергии прошедшей скинирующей волны. Это означает, что скинирующаяся волна после остановки фронта вытекает в вакуум и дает всплеск излучения на частоте, смещенной вверх в $\operatorname{Re} f_t \approx 8,1$ раза по сравнению с ω_0 . Отражение этой волны в плазму пренебрежимо мало. Изменяя степень скинирования, можно управлять длительностью волнового пакета, излучаемого в вакуум. Первоначально отраженное поле распространяется под углом $\theta \approx 0,65^\circ$ (см. рис. 2.4б) с частотой $f_r \approx 15$ и амплитудой $\sim E_0$. Несмотря на высокий коэффициент преобразования частоты вверх и большую амплитуду, это поле переносит малую долю энергии падающей волны даже в случае равномерно движущегося фронта, поскольку длина волнового пакета очень мала [30, 73]. В случае сонаправленного распространения и $\beta \sim 1$ требуется длительное время для отрыва отраженного волнового пакета от фронта. В газовой трубке ограниченной длины отраженный волновой пакет может даже не успеть сформироваться до того, как фронт достигнет конца рабочего объема. Однако, как показано выше, скинирующаяся прошедшая волна может выходить из объема плазмы в виде смещенного по частоте вверх излучения.

2.2. Трансформация короткого электромагнитного импульса на фронте ионизации

Разработанная выше теория основана на предположении, что перед остановкой фронта успело сформироваться стационарное распределение электромагнитного поля. С экспериментальной точки зрения это предположение соответствует использованию в качестве падающей волны непрерывного излучения или очень длинного импульса, а также достаточно большой длине пробега фронта ионизации. На практике эксперименты проводятся в волноводах или газовых трубках конечной длины, а в качестве падающей волны часто используются короткие импульсы. Это требует анализа адекватности результатов п. 2.1 типичным экспериментальным ситуациям. С этой целью рассмотрим далее трансформацию короткого электромагнитного импульса на равномерно движущемся фронте ионизации. Найденные при этом пространственно-временные распределения электромагнитного поля позволят сделать выводы и о динамике поля после остановки фронта.

Рассмотрим ситуацию, когда фронт ионизации нагоняет короткий импульс, распространяющийся в плоскопараллельном волноводе с идеально проводящими стенками (см. рис. 2.5). Такая ситуация соответствует наклонному падению волны на границу. Будем считать, что падающий импульс является гауссовым и его спектральные компоненты относятся к низшей ТЕ-моду волновода. Электрическое поле такого импульса имеет только z компоненту, которую можно разложить на плоские волны с различными частотами и продольными компонентами волнового вектора:

$$E_z^i = \tilde{E}_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 2 + i\omega t - igx}, \quad (2.19)$$

где $\tilde{E}_0 = E_0 \cos(\pi y/d) (\tau/\sqrt{2\pi})$, τ – длительность импульса, ω_0 – центральная частота, $g = -(\omega/c)\sqrt{1 - (c\pi/\omega d)^2}$. Магнитное поле импульса можно найти, подставив выражение (2.19) в уравнения Максвелла. Отражённый и прошедший импульсы находим, умножая каждую Фурье-компоненту падающего импульса на

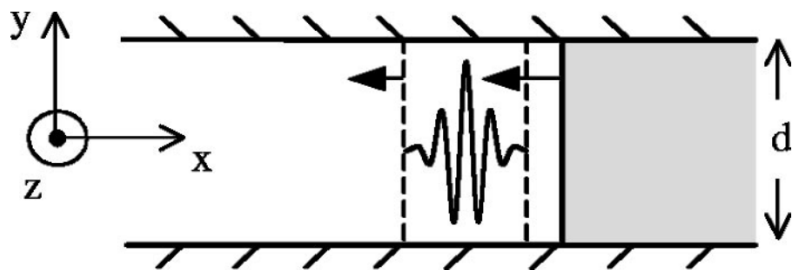


Рис. 2.5. Электромагнитный импульс, нагоняемый фронтом ионизации в волноводе. Пространственное распределение поля в импульсе соответствует используемому в расчетах.

коэффициенты отражения и прохождения (2.4) и (2.5). Для отраженного импульса получаем выражение вида

$$E_z^r = \tilde{E}_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{f_t - 1}{f_r - f_t} e^{-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 2 + i\omega_r t - i g_r x}, \quad (2.20)$$

а для прошедшего вида

$$E_z^t = \tilde{E}_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{f_r - 1}{f_r - f_t} e^{-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 2 + i\omega_t t - i g_t x}. \quad (2.21)$$

Возбуждаемое в плазме постоянное магнитное поле имеет у компоненту вида

$$B_y^s = -\tilde{E}_0 \frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega f \left(1 - \frac{1}{f_r}\right) \left(1 - \frac{1}{f_t}\right) e^{-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 2 - i g_s x}, \quad (2.22)$$

а x компонента может быть найдена из уравнения $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Волновые числа $g_{r,t,s}$ и частоты $f_{r,t}$ в формулах (2.20)-(2.22) такие же, как в случае падающей плоской волны (см. п. 2.1). Поскольку частота ω_t может быть комплексной, то выражение (2.21) описывает как распространяющиеся, так и затухающие волны в плазме. Значения отраженного и прошедшего полей, а также постоянного магнитного поля позволяют найти энергии соответствующих волновых пакетов.

Выберем параметры исходного импульса такими, чтобы возбуждение распространяющихся волн в плазме было достаточно малым: $f_p = 0,35$ и $\omega_0 \tau = 5$. Фактическая форма импульса показана на рис. 2.5. Ширина волновода выбрана такой, чтобы обеспечить угол падения 170° для центральной спектральной компоненты импульса; скорость фронта – равной $\beta = 0,999$. На рис. 2.6 показан энергетический спектр исходного импульса и зависимость от частоты коэффициента преобразования энергии квазимонохроматической волны в распространяющуюся прошедшую волну. Как видно из рис. 2.6, большая часть энергии падающего импульса содержится в спектральных компонентах, которые не могут возбуждать распространяющиеся волны в плазме, поэтому в основном будут возбуждаться скинующиеся волны. При этом можно ожидать большого значения коэффициента повышения частоты, который достигает максимума на границе режимов распространения и скинирования (см. рис. 2.6).

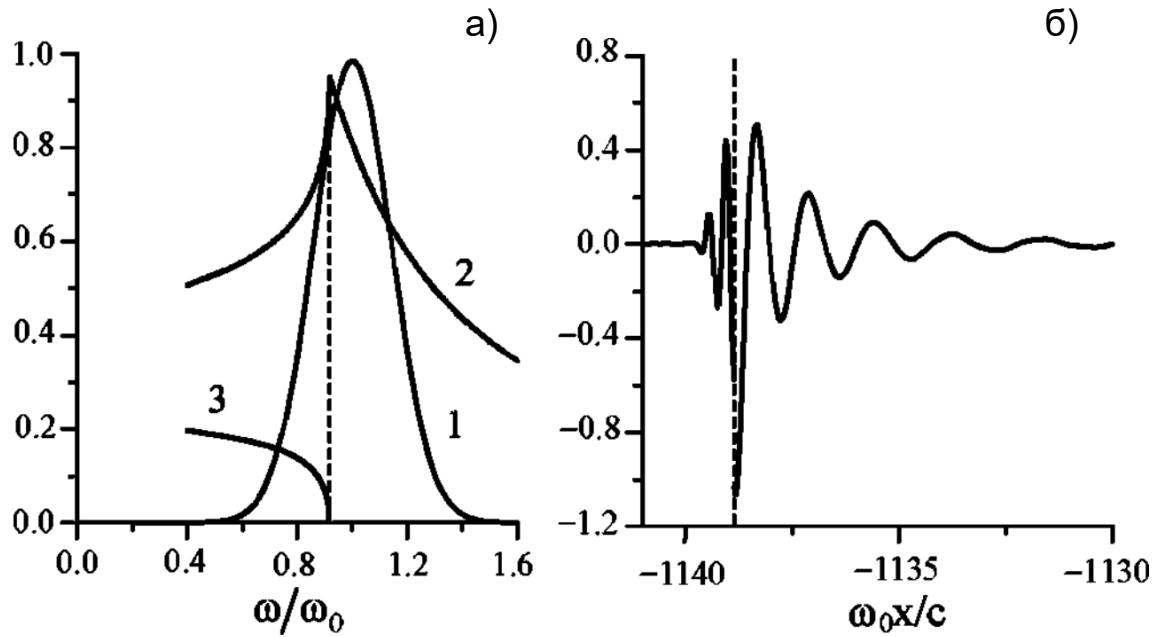


Рис. 2.6. а) Энергетический спектр (в усл. ед.) падающего импульса (1), коэффициент преобразования частоты прошедшей волны $0,1\text{Re}f_t$, см. (2.3) (2) и коэффициент преобразования энергии квазимонохроматической падающей волны в распространяющуюся прошедшую волну (3). б) Отраженное (при $\omega_0 x/c < -1138,86$) и прошедшее (при $\omega_0 x/c > -1138,86$) электрические поля $E_z^{r,t}/E_0$ при $\omega_0 t = 1140$ и $y = 0$. Положение фронта показывает штриховая линия.

На рис. 2.7а показана зависимость от времени энергий различных волн, возбуждаемых падающим импульсом. Большая часть энергии падающего импульса идет на возбуждение волны начальных условий в плазме. Энергия отраженного импульса растет довольно медленно во времени, тогда как энергия прошедшей волны растет гораздо быстрее (см. рис. 2.7б). Через некоторое время, когда фронт обгонит большую часть падающего импульса, накопленная в плазме энергия прошедшей волны начинает уменьшаться за счет ее переизлучения в отраженный импульс. Таким образом, имеет место задержка в формировании отраженного импульса, связанная с первоначальным проникновением падающего импульса в плазму в виде скиннирующегося поля и его последующим вытеканием в вакуум в виде отраженной волны. Значительная задержка в формировании отраженного импульса может иметь решающее значение в экспериментальных ситуациях, когда время взаимодействия падающего импульса с фронтом ионизации ограничено. При этом практически интересным может быть режим, когда к моменту остановки фронта отраженный импульс не успевает сформироваться, но за фронтом уже накопилась значительная энергия в виде скиннирующейся волны, которая может высветиться из плазмы в виде сдвинутого вверх по частоте излучения (см. п. 2.1). Распределение электрического поля в момент остановки фронта для такой ситуации показано на рис. 2.6б.

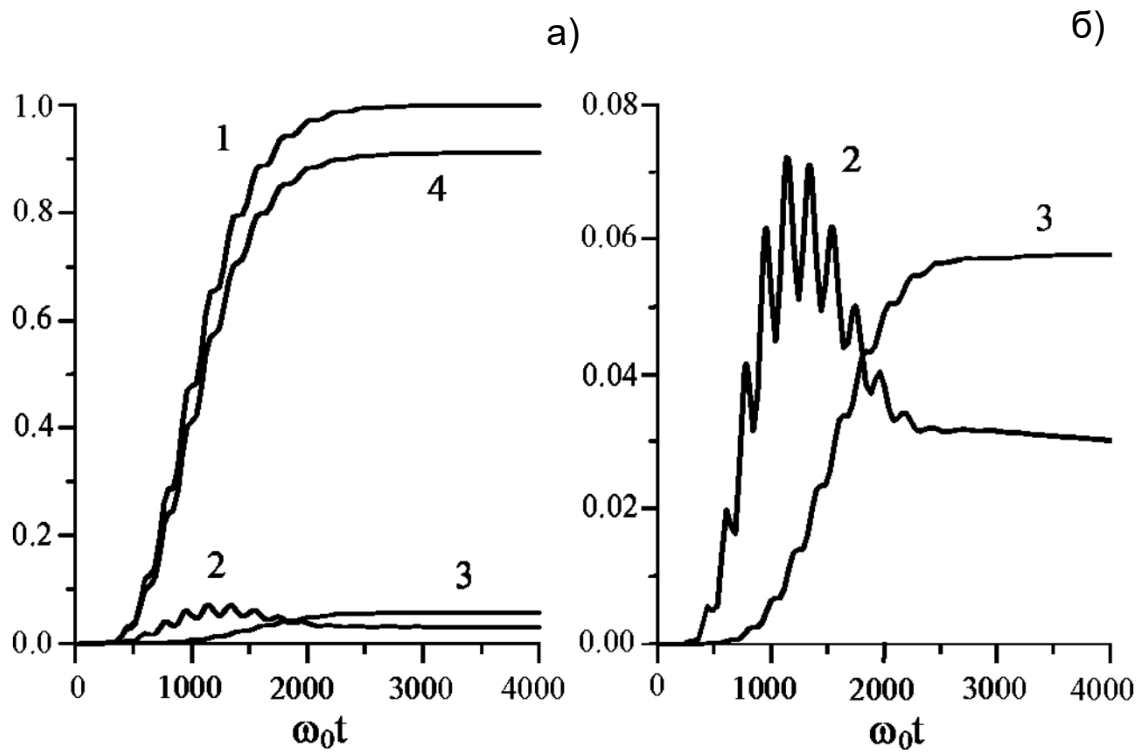


Рис. 2.7. а) Энергия той части падающего импульса, которую обогнал фронт ионизации (1), энергия прошедшей волны в плазме (2), энергия отраженного импульса (3) и энергия волны начальных условий (4). б) Увеличенные кривые (2) и (3). Все энергии нормированы на полную энергию падающего импульса.

2.3. Выводы по главе 2

Трансформация электромагнитной волны на внезапно останавливающемся фронте ионизации приводит к двум интересным физическим эффектам: формированию квазистатического магнитного поля в вакууме перед фронтом и высвечиванию из плазмы в свободное пространство сильно сдвинутой вверх по частоте скинующейся прошедшей волны.

При трансформации на фронте ионизации короткого электромагнитного импульса отраженный импульс формируется с существенной задержкой по отношению к формированию скинующейся прошедшей волны. Остановка фронта в нужный момент может обеспечить генерацию сильно сдвинутого вверх по частоте импульса в свободном пространстве за счет высвечивания скинующейся волны.

ГЛАВА 3. ПОЛУАНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ПРИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ УЛЬТРАКОРОТ- КИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Глава посвящена исследованию квазистатических электромагнитных полей (предвестников), генерируемых впереди себя мощными ультракороткими лазерными импульсами при распространении в электрооптических кристаллах в условиях многофотонного поглощения. В связи с униполярным характером предвестников (ненулевым значением спектральной плотности на нулевой частоте) для их экспериментального наблюдения и практического применения не могут быть использованы стандартные схемы терагерцовой спектроскопии (THz-TDS) с фокусирующей оптикой. Действительно, электрическое поле в фокусе пропорционально производной по времени от падающего поля, поэтому фокусировка разрушает униполярность. Более того, даже в отсутствие фокусирующих оптических элементов остается открытым вопросом, как долго предвестник сохраняет свою униполярность после выхода из кристалла. Как известно, при распространении импульсного сигнала из ближней зоны в дальнюю его волновая форма изменяется аналогично тому, что происходит при фокусировке [39, 80]. Поскольку предвестник имеет широкий спектр, начинающийся с нулевой частоты, то некоторое расстояние может одновременно быть в ближней зоне для высоких частот спектра и в дальней зоне для низких. Более того, для спектральной компоненты на нулевой частоте (с длиной волны $\lambda \rightarrow \infty$) ближняя зона вообще отсутствует согласно общепринятому критерию, основанному на использовании расстояния Фраунгофера $L_F \sim d^2/\lambda$ (d – поперечный размер предвестника). Все это подразумевает сложную динамику распространения униполярного квазистатического предвестника в свободном пространстве после выхода из кристалла, в котором он был создан [81].

Прямое численное моделирование генерации и распространения квазистатических предвестников методом FDTD даже в двумерной модели может быть

выполнено только для небольших расстояний, например расстояния в 2 мм после кристалла-генератора толщиной 3 мм [44]. Ниже предложен полуаналитический подход, позволяющий моделировать генерацию квазистатических предвестников лазерными импульсами и их последующее распространения на произвольное расстояние. Использование данного подхода позволяет прояснить сложную динамику волнового пакета предвестника в ходе его распространения.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A5, A16-A18].

3.1. Модель нестационарных ленточных токов

Пусть лазерный импульс накачки распространяется с оптической групповой скоростью $V = c/n_g$ (n_g – индекс группового запаздывания) в электрооптическом кристалле толщиной L_c . Выберем ось z вдоль направления распространения импульса. Будем считать, что лазерный пучок имеет конечную ширину в направлении x и бесконечен в направлении y . Данное двумерное приближение адекватно случаю фокусировки пучка цилиндрической линзой в линию – геометрии, часто используемой в схемах генерации терагерцового излучения [82, 83]. Лазерный импульс индуцирует в кристалле нелинейную поляризацию посредством нелинейного оптического выпрямления. Направление вектора поляризации определяется поляризацией лазерного импульса и кристаллографической ориентацией кристалла. Будем считать, что нелинейная поляризация направлена вдоль оси y и, следовательно, генерирует электрическое и магнитное поля с компонентами E_y и B_x, B_z соответственно. Электрическое поле ускоряет фотоиндуцированные носители, создавая импульсный ток в направлении y , который действует как источник квазистатического предвестника [47].

Будем моделировать непрерывную генерацию предвестника процессом последовательного излучения электромагнитных полей набором из N дискретных токовых лент ($-d/2 < x < d/2$), равномерно распределенных с периодом Δz в интервале $0 < z < L_c$ (рис. 3.1). Ширина ленты d моделирует поперечный размер лазерного пучка. Токи на лентах последовательно включаются в момент прихода

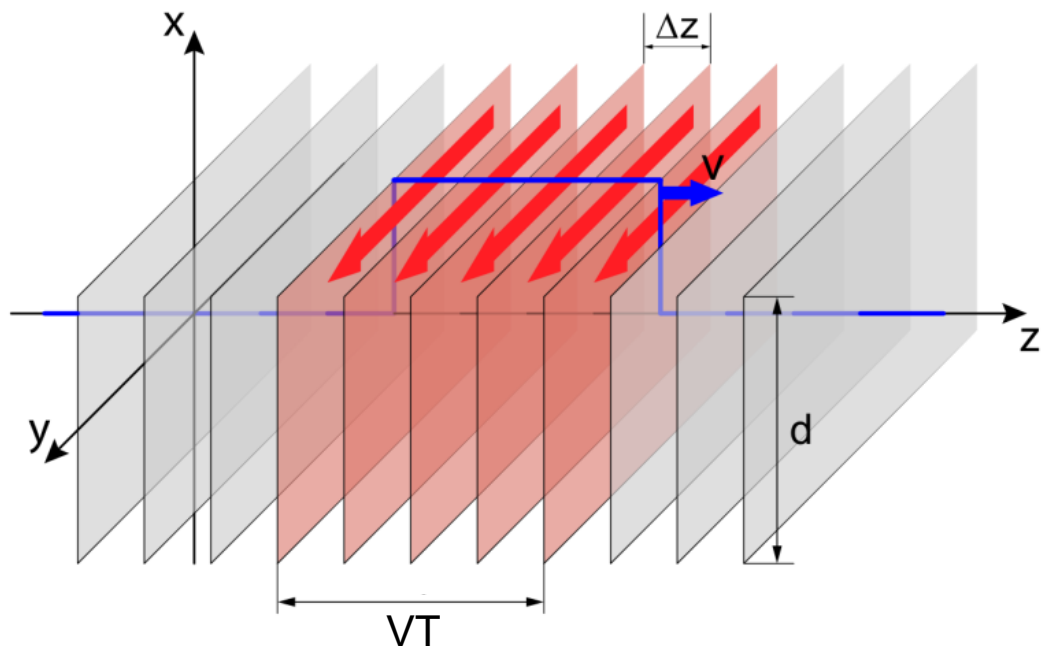


Рис. 3.1. Дискретная модель токового источника электромагнитного предвестника. Токи (красные стрелки) на лентах включаются фронтом, движущимся с оптической групповой скоростью V , поддерживаются постоянными в течение времени T , затем выключаются.

фронта, движущегося с оптической групповой скоростью V , поддерживаются постоянными в течение времени T , моделирующего длительность лазерного импульса, а затем выключаются. Таким образом, плотность тока на i -ой ленте записывается как

$$j_i = J[\eta(t - t_i) - \eta(t - t_i - T)]\delta(z - z_i), \quad (3.1)$$

где J – величина плотности тока, $\eta(t)$ – единичная функция Хевисайда, $\delta(z)$ – дельта-функция Дирака, $z_i = i\Delta z$, $t_i = z_i/V$ и $i = 0, 1, \dots, N - 1$. Формула (3.1) подразумевает, что длительность лазерного импульса T намного меньше времени жизни фотоиндуцированных носителей, аналогично [47-48]. Рекомбинация электронов и дырок в полупроводниках обычно происходит на наносекундном временном масштабе [84, 85] и, следовательно, ею можно пренебречь при рассмотрении фемтосекундного возбуждения.

Электрическое и магнитное поля, создаваемые токовой лентой, можно найти аналитически. Для краткости приведем только электрическое поле, создаваемое лентой, расположенной при $z = 0$ (т.е. с $i = 0$). Обобщение для произвольной ленты (расположенной при $z_i \neq 0$) достигается простым сдвигом по z в приведенных ниже формулах. Ограничимся также описанием динамики формирования электрического поля только после включения тока на ленте. Выключение тока эквивалентно включению тока противоположного направления, см. (3.1), и, следовательно, приводит к той же динамике электрического поля противоположного знака.

Используя функцию Грина двумерного волнового уравнения [86]

$$G(R, \tau) = -\frac{v}{2\pi} \frac{\eta(v\tau - R)}{\sqrt{v^2\tau^2 - R^2}}, \quad (3.2)$$

где $\tau = t - t'$, $R = [(x - x')^2 + z^2]^{1/2}$ и $v = c/n_0$ – фазовая скорость низкочастотных волн в кристалле, запишем решение волнового уравнения для единственной компоненты u векторного потенциала как

$$A_y(x, z, t) = \frac{2J}{n_0} \int_{-d/2}^{d/2} dx' \int_0^{t-R/v} dt' \frac{\eta(v\tau - R)}{\sqrt{v^2\tau^2 - R^2}}. \quad (3.3)$$

Выполняя интегрирование по t' , получаем

$$A_y = \frac{2J}{c} \int_{-d/2}^{d/2} dx' \eta(v\tau - R) \ln \frac{vt + \sqrt{v^2\tau^2 - R^2}}{R}. \quad (3.4)$$

Наконец, используя соотношение $E_y = -(1/c)\partial A_y/\partial t$, получим следующие формулы для электрического поля в трех различных пространственно-временных областях (в силу зеркальной симметрии относительно плоскости y - z формулы приведены только для $x \geq 0$):

$$E_y = -\frac{2J}{cn_0} \pi \quad (3.5)$$

для $\sqrt{v^2t^2 - z^2} < d/2 - x$ [область I на рис. 3.2а и 3.2б],

$$E_y = -\frac{2J}{cn_0} \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{d/2 - x}{\sqrt{v^2t^2 - z^2}} \right) \quad (3.6)$$

для $|d/2 - x| < \sqrt{v^2t^2 - z^2} < d/2 + x$ [область II на рис. 3.2а и 3.2б],

$$E_y = -\frac{2J}{cn_0} \left(\arcsin \frac{d/2 + x}{\sqrt{v^2t^2 - z^2}} + \arcsin \frac{d/2 - x}{\sqrt{v^2t^2 - z^2}} \right) \quad (3.7)$$

для $|d/2 - x| < \sqrt{v^2t^2 - z^2} < d/2 + x$ [область III на рис. 3.2б].

Как видно из рис. 3.2а, включение тока на ленте приводит к излучению постоянных электрического и магнитного (не показано) полей, которые распространяются в $\pm z$ направлениях (область I). Генерация магнитного поля током выглядит вполне естественной; одновременное же возникновение электрического поля можно объяснить необходимостью обеспечить ненулевой поток энергии от источника (ленты) в области, занимаемые с течением времени магнитным полем.

Поля в области I являются зародышем квазистатического предвестника, формируемого при последовательном включении токовых лент. Фронт постоянных полей распространяется со скоростью v , которая превышает скорость V фронта, включающего токи на лентах. В связи с этим постоянные поля от последовательности лент обгоняют фронт включения токов и образуют перед ним предвестник, распространяющийся в $+z$ направлении.

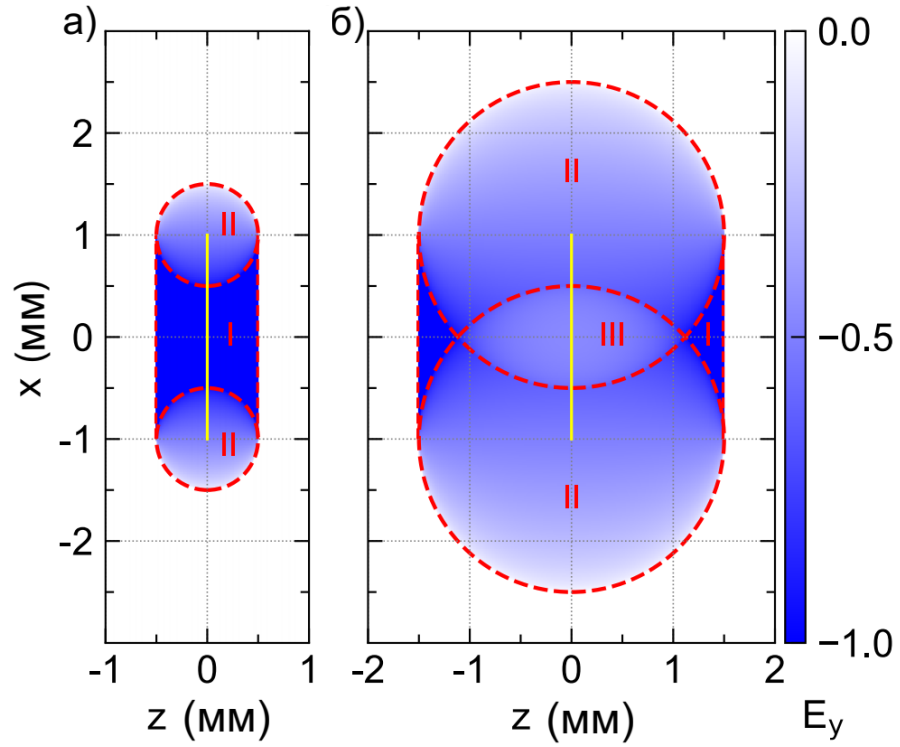


Рис. 3.2. Моментальные снимки электрического поля E_y (нормированного на $2\pi J/(cn_0)$), излученного расположенной при $z = 0$ токовой лентой ширины $d = 2$ мм, для двух моментов времени: а) $t = d/(4v)$ и б) $t = 3d/(4v)$ после включения тока в момент $t = 0$. Области I, II и III соответствуют формулам (3.5), (3.6) и (3.7) соответственно (с заменой $x \rightarrow -x$ в формуле (3.6) при $x < 0$).

Постоянные поля, распространяющиеся в $-z$ направлении, рассматривать не будем, поскольку на практике создаваемая лазерным импульсом плазма препятствует проникновению в нее постоянных полей.

Бесконечно широкая токовая лента (токовая плоскость) генерирует расширяющуюся область I с постоянными полями в течение бесконечного времени. Из-за конечной ширины ленты от ее концов $x = \pm d/2$ в момент $t = 0$ начинают распространяться две цилиндрические области (области II на рис. 3.2а), в которых поле E_y определяется выражением (3.6) и слабее по величине, чем в области I. Это приводит к сужению со временем области сильных постоянных полей I в направлении оси x (рис. 3.2а). При $t > d/(2v)$ две области II пересекаются и образуют область III, которая отделяет область I от токовой ленты (рис. 3.2б). С этого момента область постоянных полей распространяется независимо от источника как своего рода униполярная электромагнитная пуля [81, 87]. Поперечный (вдоль оси x) размер пули равен d и не меняется в процессе распространения. Продольный (вдоль оси z) размер пули уменьшается как $\sim 1/z$ при $z \gg d/2$. Максимальные значения электрического и магнитного полей в пуле не меняются при распространении.

Возвращаясь к задаче расчета полного электрического поля от набора из N последовательно включаемых и выключаемых токовых лент, см. формулу (3.1), представим полное поле в точке наблюдения в виде суммы

$$E_y(x, z, t) = \sum_{i=0}^{N-1} [E_{yi}(x, z - z_i, t - t_i) - E_{yi}(x, z - z_i, t - t_i - T)], \quad (3.8)$$

где вклады E_{yi} от i -ой токовой ленты берутся из (3.5), (3.6) или (3.7) в соответствии с приведенными выше условиями их существования (с заменой $z \rightarrow z_i$ и $t \rightarrow t - t_i$ или $t \rightarrow t - t_i - T$). Таким образом, суммарное поле в точке наблюдения в общем случае представляет собой суперпозицию парциальных полей (полей отдельных лент), которые соответствуют разным областям распространения (I, II или III) и могут иметь разные знаки из-за противоположных знаков членов в правой части формулы (3.8). Это приводит к сложной пространственно-временной динамике

суммарного поля. Для расчета поля вне кристалла в формулах (3.5)-(3.7) положим $n_0 = 1$.

3.2. Эволюция волновой формы предвестников

Для проверки правильности разработанного выше подхода сначала применим его для расчета процесса формирования предвестника в кристалле и сравним полученные результаты с результатами FDTD расчетов [49]. В расчетах будем использовать те же показатели преломления $n_g = 3,66$, $n_0 = 3,31$ (соответствующие кристаллу GaP, возбуждаемому титан-сапфировым лазером) и ту же толщину кристалла $L_c = 3$ мм, что и в [49]. Общее количество лент возьмем равным $N = 3000$ ($\Delta z = 1$ мкм), а количество лент в пределах длительности импульса тока VT ($T = 250$ фс) равным 20. Шаг дискретизации $\Delta z = 1$ мкм достаточно мал для получения гладких (с пренебрежимо малыми эффектами дискретизации) распределений поля, которые практически не улучшаются при дальнейшем уменьшении Δz (увеличении N).

На рис. 3.3 представлена динамика формирования предвестника для двух значений ширины лент $d = 8$ и 2 мм. Предвестник формируется как импульс отрицательной полярности непосредственно перед фронтом, включающим ленты тока. Поперечный размер предвестника не меняется и равен ширине ленты (рис. 3.3а и 3.3б). Длина предвестника монотонно растет в кристалле со скоростью $v - V$ за счет накопления полей, излучаемых разными лентами. Найденная динамика хорошо согласуется с результатами FDTD расчетов [49].

Несмотря на схожую динамику формирования, структура предвестников на рис. 3.3а и 3.3б существенно различается. При $d = 8$ мм поле равномерно распределено по предвестнику как в поперечном, так и продольном направлениях (рис. 3.3а и 3.3в). Предвестник имеет ярко выраженный униполярный характер [88]. При $d = 2$ мм в предвестнике присутствуют области сильного и слабого поля (рис. 3.3б), а поле на оси z уменьшается к концу предвестника (рис. 3.3в). Также за

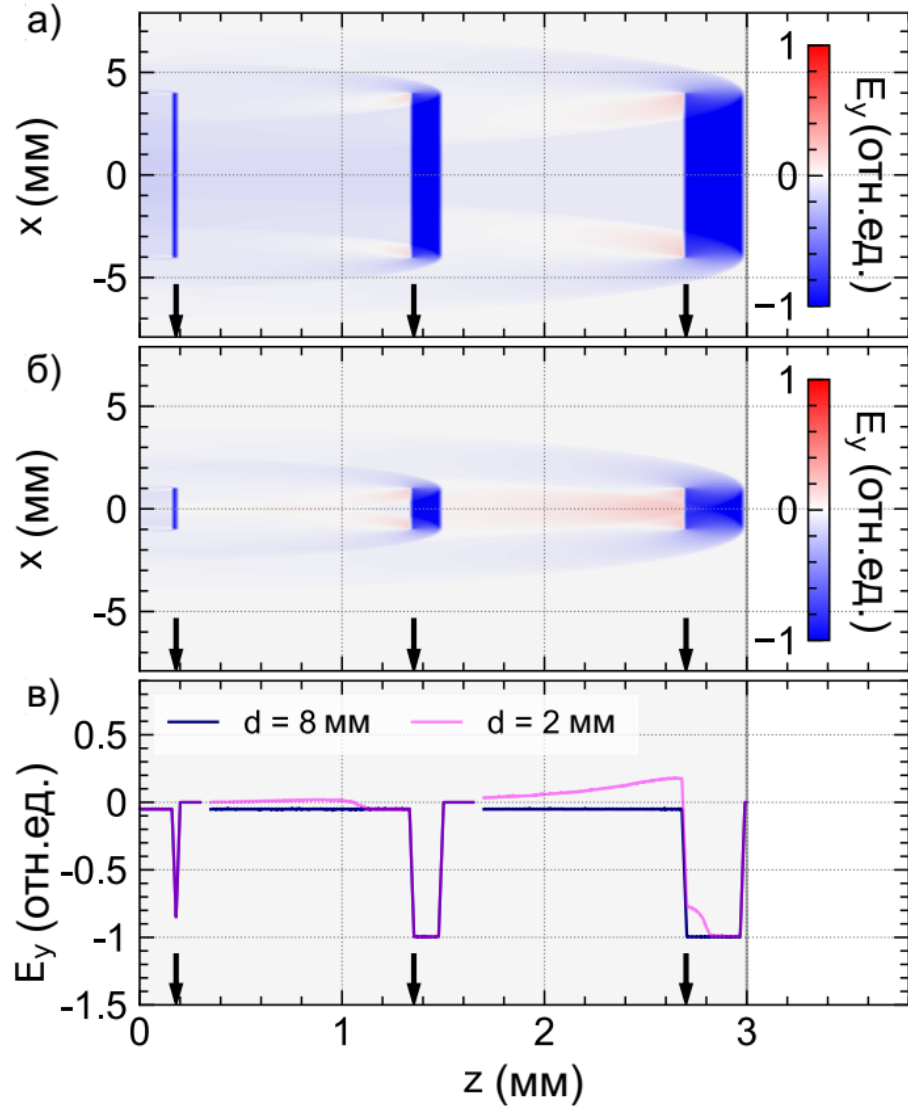


Рис. 3.3. Моментальные снимки электрического поля E_y , нормированного на свое максимальное значение, в три момента времени для а) $d = 8$ мм и б) $d = 2$ мм. в) Моментальные снимки E_y на оси z (при $x = 0$) для тех же значений d . Длительность импульса тока $T = 250$ фс. Стрелками указано положение фронта, движущегося со скоростью V внутри кристалла (серая область $0 < z < 3$ мм).

предвестником тянется слабый длинный хвост противоположной (положительной) полярности, т.е. предвестник представляет собой часть квазиуниполярного импульса [88]. Данные результаты согласуются с работой [49], где была предсказана генерация хорошо сформировавшегося платообразного предвестника при поперечном размере (полной шириной на полувысоте) лазерного пучка больше 3,5 – 5 мм, тогда как для меньшей ширины лазерного пучка было предсказано уменьшение поля предвестника.

Теперь применим разработанный метод к расчету динамики распространения предвестника в свободном пространстве за генерирующим кристаллом ($z > L_c$, $L_c = 3$ мм). Рассмотрим предвестник, генерируемый лентами с $d = 8$ мм. Такая ширина достаточна для генерации хорошо сформировавшегося униполярного предвестника на выходной границе кристалла. В расчетах положим $n_0 = 1$ и $n_g = 1,35$. Значение n_g выбрано так, чтобы обеспечить корректную длину предвестника в свободном пространстве, т.е. в 3,66 раза больше, чем в кристалле.

На рис. 3.4а показаны моментальные снимки электрического поля E_y в три момента времени, когда предвестник находится на расстояниях $z - L_c$, равных 3, 9 и 39 мм от выходной границы кристалла ($z = L_c = 3$ мм). Структура поля предвестника на этих расстояниях более подробно показана на рис. 3.4б и 3.4в. После распространения на расстояние около 3 мм область сильного поля сужается в своей задней части и становится почти треугольной (ср. левую панель на рис. 3.4б с рис. 3.3а), но само поле остается однородным в этой области и сохраняет такую же напряженность, как на границе кристалла. Несмотря на появление слабого хвоста в моментальном снимке поля при $x = 0$, поля на моментальных снимках как при $x = 0$, так и при $x = d/2 = 4$ мм сохраняют свой униполярный характер (рис. 3.4в, левая панель). Это подтверждается спектром волновой формы (при $x = 0$), который имеет ненулевую спектральную амплитуду на нулевой частоте (рис. 3.4г). Таким образом, на расстояниях $z - L_c \lesssim 3$ мм предвестник распространяется как униполярный электромагнитный импульс.

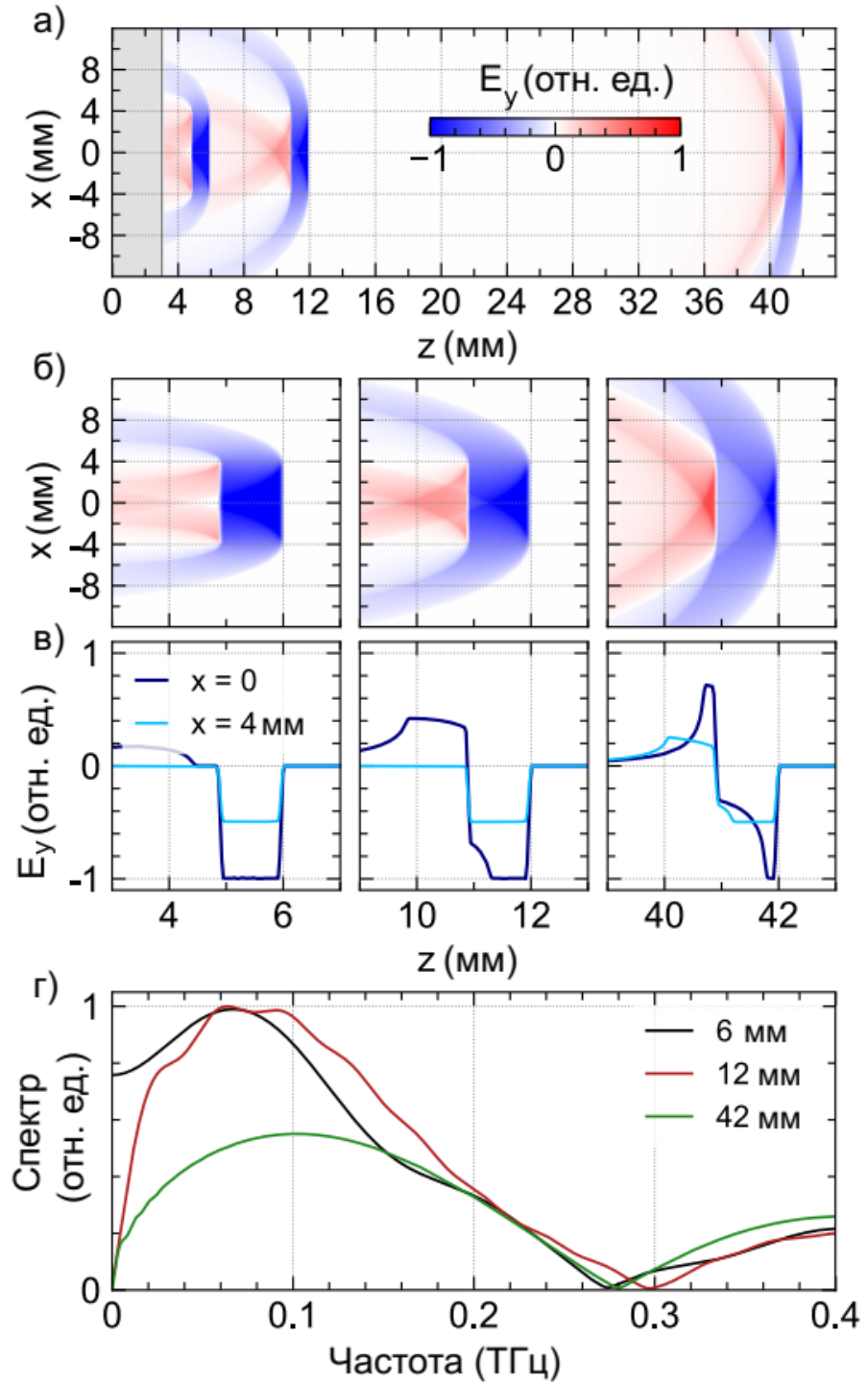


Рис. 21. а) и б) Моментальные снимки поля E_y , нормированного на его максимальное значение, в три момента времени для $d = 8$ мм и $T = 250$ фс. в) Снимки E_y при $x = 0$ и $x = d/2$ для тех же моментов времени. г) Спектры полей при $x = 0$ для тех же моментов времени. На а) серая область ($0 < z < 3$ мм) показывает кристалл.

При $z - L_c \gtrsim 3$ мм треугольная область сильного поля начинает сжиматься в продольном (вдоль оси z) направлении и приобретает форму ласточкиного хвоста (рис. 3.4б, средняя панель). Одновременно с этим хвост поля противоположной полярности становится сильнее и короче. В результате волновая форма при $x = 0$ (рис. 3.4в, средняя панель) приобретает типичную квазиуниполярную форму с короткой лидирующей полупериодной частью и длинным слабым хвостом противоположной полярности [88]. Незначительная спектральная амплитуда на нулевой частоте (рис. 3.4г) указывает на близкую к нулю электрическую площадь волновой формы [88]. Интересно, что волновая форма при $x = d/2 = 4$ мм сохраняет униполярный характер. Поперечный размер области сильного поля и напряженность поля в этой области остаются такими же, как на границе кристалла. Такую пространственно-временную структуру поля можно назвать квазиуниполярной электромагнитной пулей. Этот режим распространения продолжается до расстояний $z - L_c \sim 40$ мм. На практике квазиуниполярные импульсы могут использоваться для управления нелинейными системами аналогично униполярным импульсам [89].

На расстояниях $z - L_c \sim 40$ мм волновая форма при $x = 0$ приближается к производной по времени от прямоугольной волновой формы на выходной границе кристалла, т.е. приобретает два острых пика противоположной полярности в начале и в конце (рис. 3.4в, правая панель). Низкочастотная часть спектра уменьшается из-за действия дифракции (рис. 3.4г). Поперечный размер областей сильного поля и напряженность поля в областях остаются такими же, как на границе кристалла (рис. 3.4б, правая панель). Такую пространственно-временную структуру поля можно назвать биполярной электромагнитной пулей. Предвестник распространяется как биполярная пуля до расстояний $z \sim 200$ мм, испытывая обострение пиков поля (не показано). На расстояниях $z \gtrsim 200$ мм пики начинают уменьшаться, что указывает на переход в дальнюю зону распространения.

3.3. Выводы по главе 3

Разработанная полуаналитическая модель генерации квазистатических электромагнитных предвестников на фронтах многофотонной ионизации электрооптических кристаллов ультракороткими лазерными импульсами позволяет рассчитывать динамику волновых пакетов предвестников при распространении на произвольно большие расстояния, что является преимуществом по сравнению с методом FDTD.

Расчеты на основе предложенной модели показывают, что униполярный предвестник по мере распространения становится сначала квазиуниполярным (с полупериодной головной частью и длинным хвостом противоположной полярности), а затем и биполярным (однопериодным). Поскольку поперечный размер предвестника и максимальное значение поля в нем сохраняются, такое пространственно-временное образование может рассматриваться как электромагнитная пуля. Для пули шириной 8 мм режимы униполярного, квазиуниполярного и биполярного распространения реализуются на расстояниях ≤ 3 мм, ~ 3 -40 мм и ~ 40 -200 мм соответственно. Большие расстояния соответствуют дальней зоне распространения.

ГЛАВА 4. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БИПОЛЯРНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В УНИПОЛЯРНЫЕ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ КРИСТАЛЛА GaAs

Глава посвящена разработке метода получения униполярных (полупериодных) электромагнитных импульсов пикосекундной длительности, основанного на отсечке первой полуволны биполярного терагерцового импульса, пропускаемого через полупроводниковую пластину, путем создания плотной электронно-дырочной плазмы (нестационарного плазменного зеркала) в приповерхностном слое полупроводника фемтосекундным лазерным импульсом. Конкретно в качестве полупроводника предлагается использовать GaAs, а фотогенерацию носителей производить импульсами титан-сапфирового усилителя в режиме однофотонной ионизации.

Ниже прохождение терагерцового импульса через нестационарный плазменный слой вначале моделируется численно методом FDTD. Исследуется влияние на качество отсечки части (полуволны) терагерцового импульса таких факторов, как время прихода ионизирующего лазерного импульса и плотность создаваемой им плазмы. Далее приводится описание схемы проведенного эксперимента и анализируются экспериментальные результаты, подтверждающие работоспособность предлагаемого метода.

Достоинством предлагаемого метода является возможность создавать униполярные импульсы с высокой напряженностью электрического поля, которая ограничена только напряженностью поля исходного терагерцового импульса и, следовательно, может быть очень высокой. Действительно, современные настольные источники терагерцового излучения могут генерировать терагерцовые поля с напряженностью до десятков МВ/см [90].

Основные результаты главы опубликованы в работах [А6, А19].

4.1. Схема преобразования

Принципиальная схема предлагаемого метода представлена на рис. 4.1. Коллинеарно перекрывающиеся пучки терагерцового и фемтосекундного лазерного излучений падают по нормали на поверхность полупроводниковой пластины. Кристаллографическая ориентация пластины выбрана такой, чтобы исключить генерацию терагерцового излучения путем оптического выпрямления лазерных импульсов. Предполагается, что размер оптического пятна на поверхности больше ширины терагерцового пучка. Это необходимо для обеспечения полного экранирования падающего терагерцового излучения фотогенерируемой электронно-дырочной плазмой. Обычный биполярный (одно- или многопериодный) терагерцовый импульс пикосекундной длительности и управляющий фемтосекундный лазерный импульс приходят на поверхность полупроводника с относительной задержкой. Задержка подбирается такой, чтобы лазерный импульс приходил на поверхность одновременно с окончанием первого полупериода терагерцового импульса. Лазерный импульс генерирует плотную электронно-дырочную плазму в тонком приповерхностном слое полупроводника, внезапно превращая его в металлоподобный экран с высокой отражательной способностью. В результате только первый терагерцовый полупериод проходит через пластину в виде униполярного импульса.

Для моделирования распространения терагерцового импульса через слой нестационарной плазмы будем использовать уравнения Максвелла для электрического (E_y) и магнитного (B_z) полей, записанные в системе координат, показанной на рис. 4.1,

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad -\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_y}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} J_y, \quad (4.1)$$

где $D_y = E_y$ в вакууме и $D_y = \varepsilon E_y$ в полупроводнике (ε – низкочастотная диэлектрическая проницаемость полупроводника). Плотность тока J_y свободных носителей, оптически генерируемых в полупроводнике, удовлетворяет уравнению

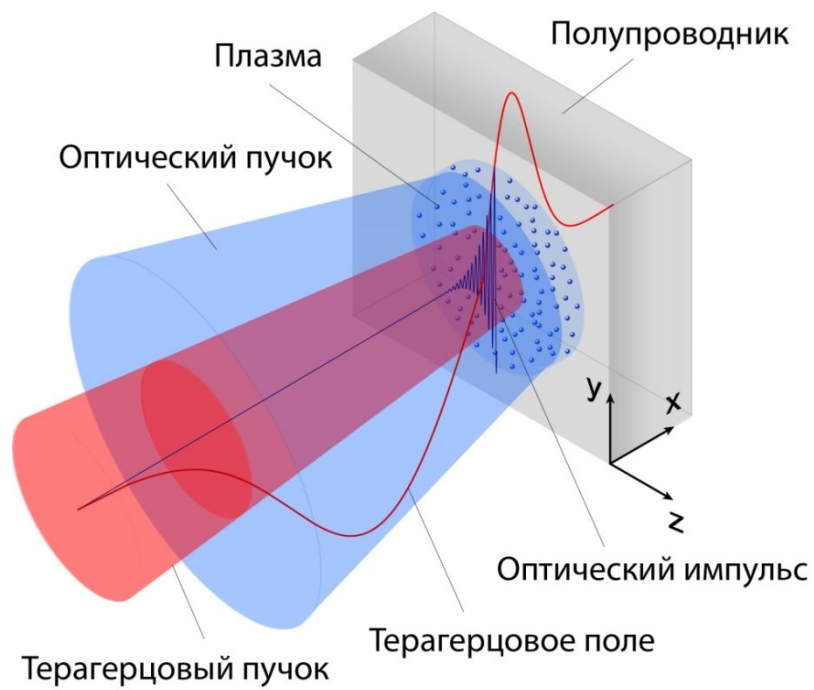


Рис. 4.1. Принципиальная схема преобразования биполярных терагерцовых импульсов в униполярные.

$$\frac{\partial J_y}{\partial t} = \frac{e^2 N(x, t)}{\mu} E_y - \nu J_y, \quad (4.2)$$

где $N(x, t)$ – зависящая от времени и координаты плотность носителей, e – элементарный заряд, μ – приведенная эффективная масса электронов и дырок и ν – частота столкновений свободных носителей.

Считаем, что в полупроводнике происходит однофотонное поглощение лазерного излучения (энергия лазерного импульса превышает ширину запрещенной зоны полупроводника), а лазерный импульс имеет гауссовский временной профиль оптической интенсивности $I(t) = I_0 e^{-t^2/\tau^2}$ с длительностью импульса τ (стандартная полная ширина на полувысоте равна $\tau_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} \tau \approx 1,7\tau$). Оптическая интенсивность внутри полупроводника может быть записана как $I(x, t) = (1 - R)I_0 e^{-\alpha x} e^{-(t-x/V)^2/\tau^2}$, где R – коэффициент отражения по мощности лазерного излучения от поверхности полупроводника, α – коэффициент линейного поглощения, а V – оптическая групповая скорость. Концентрация фотоиндуцируемых носителей определяется как

$$N(x, t) = \frac{\alpha}{\hbar\omega_L} \int_{-\infty}^t dt' I(x, t') \approx e^{-\alpha x} \frac{N_{\text{max}}}{\sqrt{\pi}\tau} \int_{-\infty}^t dt' e^{-t'^2/\tau^2} \quad (4.3)$$

с максимальной концентрацией $N_{\text{max}} = (1 - R) F \alpha / (\hbar\omega_L)$, где F – флюенс падающего оптического излучения ($F = \sqrt{\pi} I_0 \tau$), а $\hbar\omega_L$ – энергия кванта лазерного излучения. Максимальная концентрация N_{max} определяет максимальную плазменную частоту $\omega_p^{\text{max}} = [4\pi e^2 N_{\text{max}} / (\mu\epsilon)]^{1/2}$. В уравнении (4.3) пренебрегается временем распространения лазерного импульса на глубину проникновения $d = \alpha^{-1}$ по сравнению с длительностью импульса τ , т.е. предполагается, что $d/V \ll \tau$. Также пренебрегается рекомбинацией носителей на пикосекундном временном масштабе, соответствующем длительности терагерцового импульса. Данное приближение обосновано в силу большого времени жизни фотоиндуцированных носителей в полупроводниках. В частности, для GaAs это время находится в наносекундном диапазоне [52].

Падающий терагерцовый импульс (при $x = -0$) будем моделировать функцией $E_y^{\text{inc}}(t) = -E_0 e^{-(t+t_0)^2/T^2} (t+t_0)/T$ с произвольным временем опережения t_0 (которое эквивалентно времени задержки управляющего лазерного импульса) и характерным временем $T = 0,35$ пс, соответствующим нашим экспериментальным условиям (см. ниже).

4.2. Численное моделирование прохождения терагерцовых импульсов через слой нестационарной плазмы

Уравнения (4.1) и (4.2) с функцией $N(x, t)$, определяемой формулой (4.3), были проинтегрированы численно с использованием собственного численного кода на основе метода конечных разностей во временной области (FDTD). В расчетах предполагалось, что полупроводником является GaAs (с шириной запрещенной зоны 1,44 эВ), а ионизация производится импульсом титан-сапфирового лазера (с длиной волны 800 нм и $\hbar\omega_L = 1,55$ эВ). Использовались следующие значения параметров: $R = 0,325$, $d = \alpha^{-1} \approx 0,8$ мкм [91, 92], $\varepsilon = 12,8$ [93], $\mu = 0,067m_0$ [94] (m_0 – масса свободного электрона) и $\nu = 5$ ТГц [95, 96]. Длительность лазерного импульса $\tau_{\text{FWHM}} = 60$ фс соответствовала нашим экспериментальным условиям.

На рис. 4.2 показаны временные формы терагерцового электрического поля и их спектры внутри пластины GaAs за пределами ионизируемого слоя $0 < x < d$ (при $x = 10$ мкм) для трех значений времени задержки управляющего лазерного импульса t_0 и двух значений максимальной плазменной частоты $\omega_p^{\text{max}}/(2\pi) = 10$ и 60 ТГц. Выбранные значения $\omega_p^{\text{max}}/(2\pi)$ соответствуют концентрациям плазмы $N_{\text{max}} \sim 10^{18}$ и $4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, которые обеспечиваются оптическими флюенсами $F \sim 30$ и $\sim 10^3$ мкДж/см². Для оптического пучка диаметром 3 мм, как в нашем эксперименте, такие значения флюенса соответствуют энергии лазерного импульса ~ 2 и 80 мкДж.

Для оптимальной временной задержки $t_0 = 0,05$ пс (рис. 4.2а), когда лазерный импульс приходит на поверхность полупроводника одновременно с нулем

терагерцового поля, передний положительный полупериод терагерцового импульса не испытывает влияния создаваемой плазмы, тогда как задний отрицательный полупериод почти полностью экранируется. Наличие слабого осциллирующего хвоста за положительным полупериодом можно объяснить двумя причинами. Во-первых, создание плазмы вызывает переходные электромагнитные процессы. Действительно, носители создаются с нулевой колебательной скоростью и неадиабатически приводятся в колебания терагерцовым электрическим полем. При этом токи носителей излучают электромагнитные поля. Во-вторых, созданная плазма не является полностью непрозрачной для терагерцового излучения. Действительно, глубина скин-слоя в плазме на частоте 1 ТГц составляет $\sim 1,3$ мкм, т.е. больше, чем $d \approx 0,8$ мкм, для плазменной частоты 10 ТГц и $\sim 0,2$ мкм (немного меньше, чем d) для плазменной частоты 60 ТГц. Фактически, эффект экранирования возникает в основном вследствие резкого возрастания френелевского отражения на границе GaAs, а не из-за непрозрачности плазмы. Действительно, ионизация изменяет показатель преломления полупроводника с $n = \sqrt{\epsilon} \approx 3,6$ до $n \approx i3,6 \omega_p^{\max}/\omega$, где ω – терагерцовая частота. Таким образом, $|n|$ увеличивается в 10 или даже 60 раз для $\omega/(2\pi) = 1$ ТГц и $\omega_p^{\max}/(2\pi) = 10$ или 60 ТГц. В этом контексте использование GaAs выгодно, например, по сравнению с Si, который имеет на порядок меньший коэффициент поглощения α при 800 нм ($\approx 827 \text{ см}^{-1}$ в Si [97] против $\approx 1,2 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ в GaAs [98]). Лазерный импульс с тем же флюенсом генерирует в Si плазму с на порядок меньшей концентрацией и в на порядок более толстом слое ($d \approx 12$ мкм), чем в GaAs. Меньшая концентрация плазмы ухудшает отражательный механизм экранирования. В более толстом плазменном слое терагерцовый импульс испытывает существенное поглощение и, к тому же, генерирует токи, создающие существенный осциллирующий хвост в прошедшем импульсе. В результате отсечка части терагерцового импульса плазменным зеркалом в Si менее эффективна.

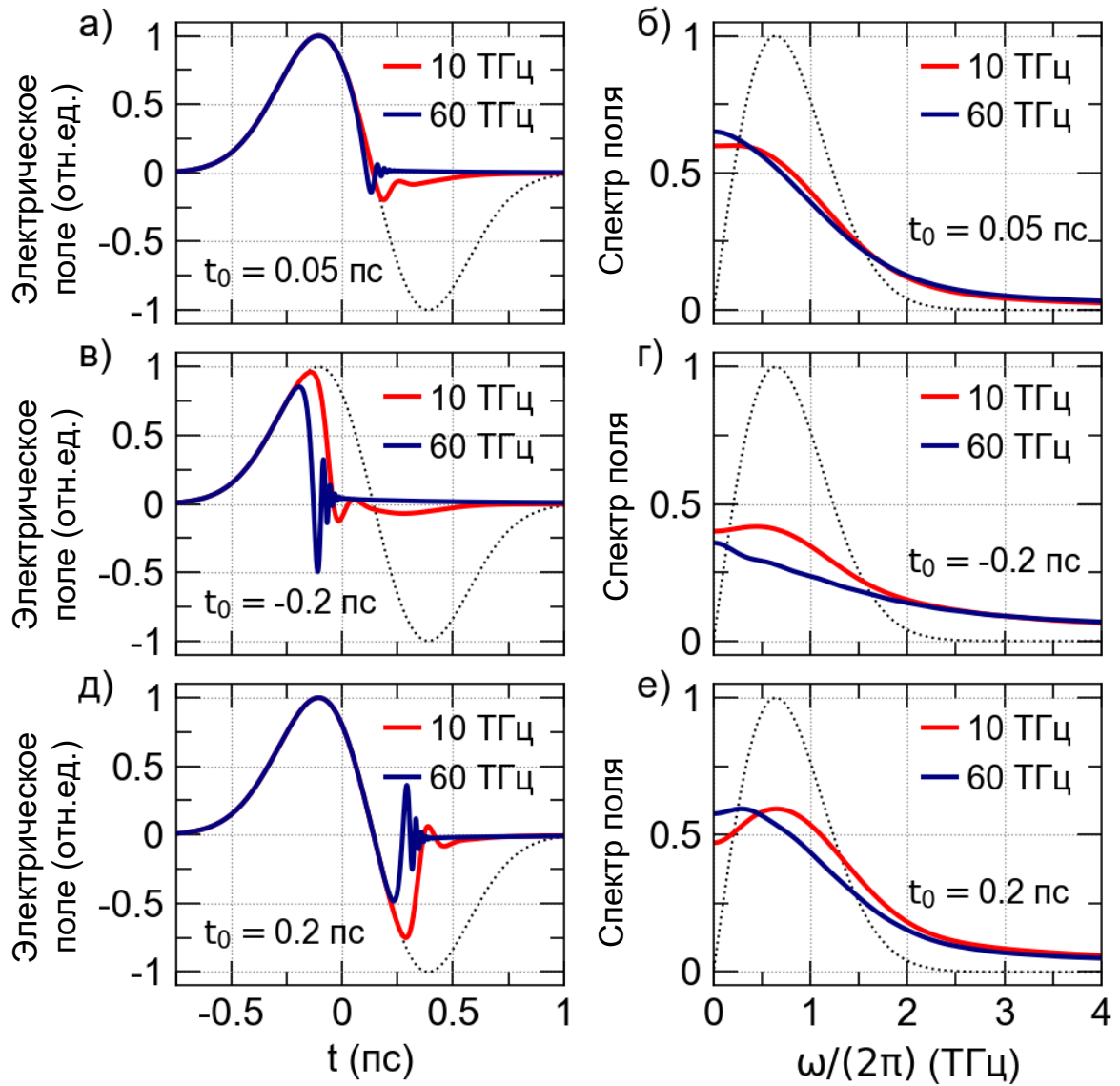


Рис. 4.2. Результаты моделирования. а), в) и д) Временные формы электрического поля (нормированного на максимум поля в отсутствие ионизации) при $x = 10$ мкм для разных t_0 и двух значений $\omega_p^{\max}/\omega$ (указаны в легендах). б), г) и е) Соответствующие спектры (нормированные на максимум спектра в отсутствие ионизации). Пунктирные кривые показывают осциллограммы и спектры в отсутствие ионизации.

Униполярность отсеченного плазменным зеркалом терагерцового поля подтверждается наличием постоянной составляющей в спектре поля (рис. 4.2б). Было тщательно проверено, что при увеличении ширины временного окна расчета спектральная плотность на нулевой частоте остается ненулевой, так же как и временной интеграл от электрического поля $E_y(t)$ (площадь электрического поля). В принципе, можно было бы предполагать, что затухающие электрические токи в плазменном слое могут создавать в прошедшем через слой электрическом поле слабый длинный хвост отрицательного знака, тем самым превращая прошедший импульс в квазиуниполярный (с нулевой электрической площадью). Однако расчеты это опровергают.

Если лазерный импульс приходит на поверхность полупроводника раньше оптимального момента ($t_0 = -0,2$ пс), то созданная им плазма экранирует часть положительного полупериода терагерцового поля, создавая униполярный импульс с крутым задним фронтом (рис. 4.2в) и более широким, чем на рис. 4.2б, спектром (рис. 4.2г). Такое укрупнение, однако, сложно было бы обнаружить экспериментально. Наоборот, при задержке лазерного импульса относительно оптимального момента ($t_0 = 0,2$ пс) часть отрицательного полупериода терагерцового поля проходит в полупроводник, тем самым уменьшая униполярность отсеченной плазменным зеркалом части импульса (рис. 4.2д и 4.2е).

4.3. Схема эксперимента и экспериментальные результаты

Теоретические предсказания были подтверждены экспериментально. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 4.3. В качестве источника света использовалась титан-сапфировая лазерная система с центральной длиной волны 800 нм, частотой повторения импульсов 1 кГц, длительностью импульса 60 фс и энергией импульса до 5 мДж. С помощью двух светоделителей (Д) лазерное излучение разделялось на три части, предназначенные для генерации терагерцового излучения (луч накачки), создания плазменного зеркала (управляющий луч) и измерения временного профиля терагерцового поля (зондирующий луч). Мощности

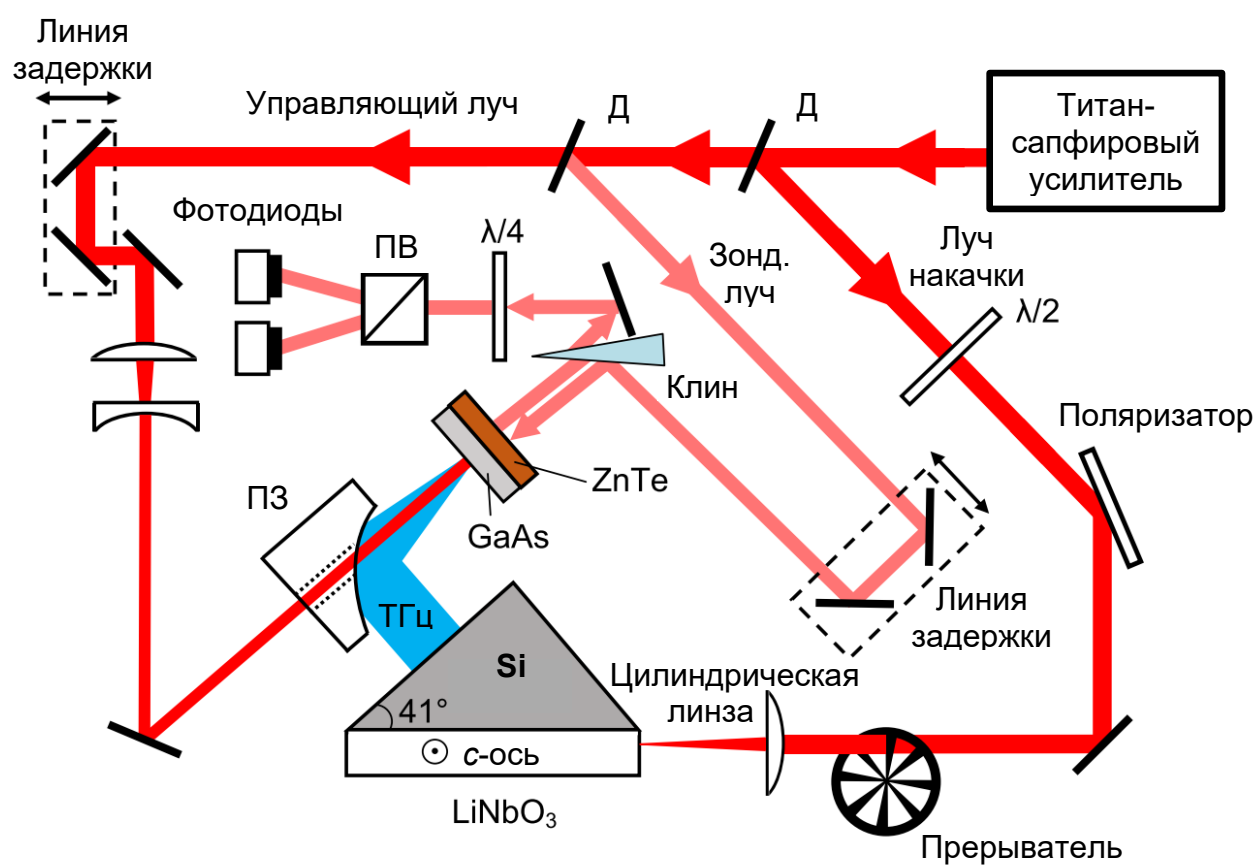


Рис. 4.3. Схема экспериментальной установки.

пучков соотносились как 10:27:3 соответственно.

Луч накачки, мощность которого регулировалась полуволновой пластиной ($\lambda/2$) и тонкопленочным поляризатором фокусировался цилиндрической линзой в кристалл LiNbO_3 оптико-терагерцового преобразователя черенковского типа, описанного в работе [99]. Мощность накачки на входе преобразователя была установлена равной 70 мВт (энергия импульса накачки 70 мкДж). Луч накачки был поляризован вдоль оптической оси (c оси) кристалла (перпендикулярно плоскости рис. 4.3), чтобы максимизировать энергию генерируемого терагерцового излучения [100]. Испущенный оптико-терагерцовым преобразователем квазиоднопериодный терагерцовый импульс фокусировался на кристалл (110) GaAs толщиной 1 мм с помощью внеосевого параболического зеркала (ПЗ) с эффективным фокусным расстоянием 5 см. Диаметр терагерцового пятна на поверхности кристалла был не более 2 мм. Коллимированный управляющий лазерный пучок направлялся на поверхность кристалла GaAs через отверстие в параболическом зеркале для создания электронно-дырочной плазмы в приповерхностном слое. Оптическое пятно на поверхности кристалла имело диаметр около 3 мм. Мощность управляющего пучка на поверхности кристалла составляла 140 мВт (энергия импульса 140 мкДж). Ось [001] кристалла GaAs была установлена параллельно поляризации управляющего пучка для подавления генерации терагерцового излучения посредством оптического выпрямления управляющего лазерного импульса [101]. Отсутствие генерации терагерцового излучения в GaAs было проверено экспериментально. Регулируемая временная задержка между управляющим лазерным и терагерцовым импульсами позволяла точно задавать начало создания плазмы. Низкая (1 кГц) частота повторения воздействия лазерных импульсов на полупроводник обеспечивала полную рекомбинацию фотоиндуцированных носителей до прибытия следующей пары терагерцового и управляющего импульсов.

Волновая форма прошедшего через кристалл GaAs терагерцового импульса измерялась методом электрооптического стробирования в кристалле-детекторе (110) ZnTe толщиной 1 мм. Зондирующие лазерные импульсы заводились в кристалл-детектор в отражательной геометрии [102-104], см. рис. 4.3. Кристалл ZnTe

был размещен вплотную к выходной поверхности кристалла GaAs и отделен от него только тонкой пленкой оптически непрозрачного полимера. Это обеспечивало измерение выходящих из кристалла GaAs униполярных импульсов в ближней зоне. Необходимость в таком режиме измерения связана с быстрым разрушением униполярности при распространении импульса, см. п. 3.2 и [80]. Выходящий из кристалла ZnTe зондирующий пучок (деполяризованный измеряемым терагерцовым полем) проходил через четвертьволновую пластину ($\lambda/4$) и расщеплялся призмой Волластона (ПВ) на два пучка, которые направлялись на пару фотодиодов (DET100A2, Thorlabs). Сигнал с диодов измерялся с помощью синхронного усилителя, привязанного к частоте оптического прерывателя, модулирующего луч накачки.

Осциллограммы электрического поля, полученные в результате электрооптических измерений, представлены на рис. 4.4а. Терагерцовый импульс проходит через кристалл GaAs целиком в случае, когда управляющий лазерный импульс приходит позже него, т.е. с задержкой 7 пс относительно оптимального времени (розовая линия на рис. 4.4а). При уменьшении времени задержки до 0,7 пс и далее до 0,35 пс первый, положительный пик терагерцового поля лишь слегка ослабляется генерацией плазмы, тогда как второй, отрицательный пик и следующий за ним хвост колебаний подавляются значительно (синяя и зеленая линии на рис. 4.4а). При оптимальном времени прихода управляющего лазерного импульса (0 пс) в прошедшем терагерцовом поле доминирует первый положительный пик, сопровождаемый лишь слабыми осцилляциями (красная линия на рис. 4.4а). Данная волновая форма хорошо согласуется с теоретическими кривыми на рис. 4.2а. Таким образом, можно считать, что полученный импульс является униполярным.

Униполярность полученного терагерцового импульса подтверждается наличием составляющей на нулевой частоте в его спектре (красная линия на рис. 4.4б). Важно отметить, что наличие спектральной составляющей на нулевой частоте, а также вид спектра вблизи нулевой частоты, устойчивы к изменениям ширины временного окна электрооптического стробирования вблизи максимального значения 15 пс (ограниченного приходом эхо-импульсов от границ кристаллов GaAs и

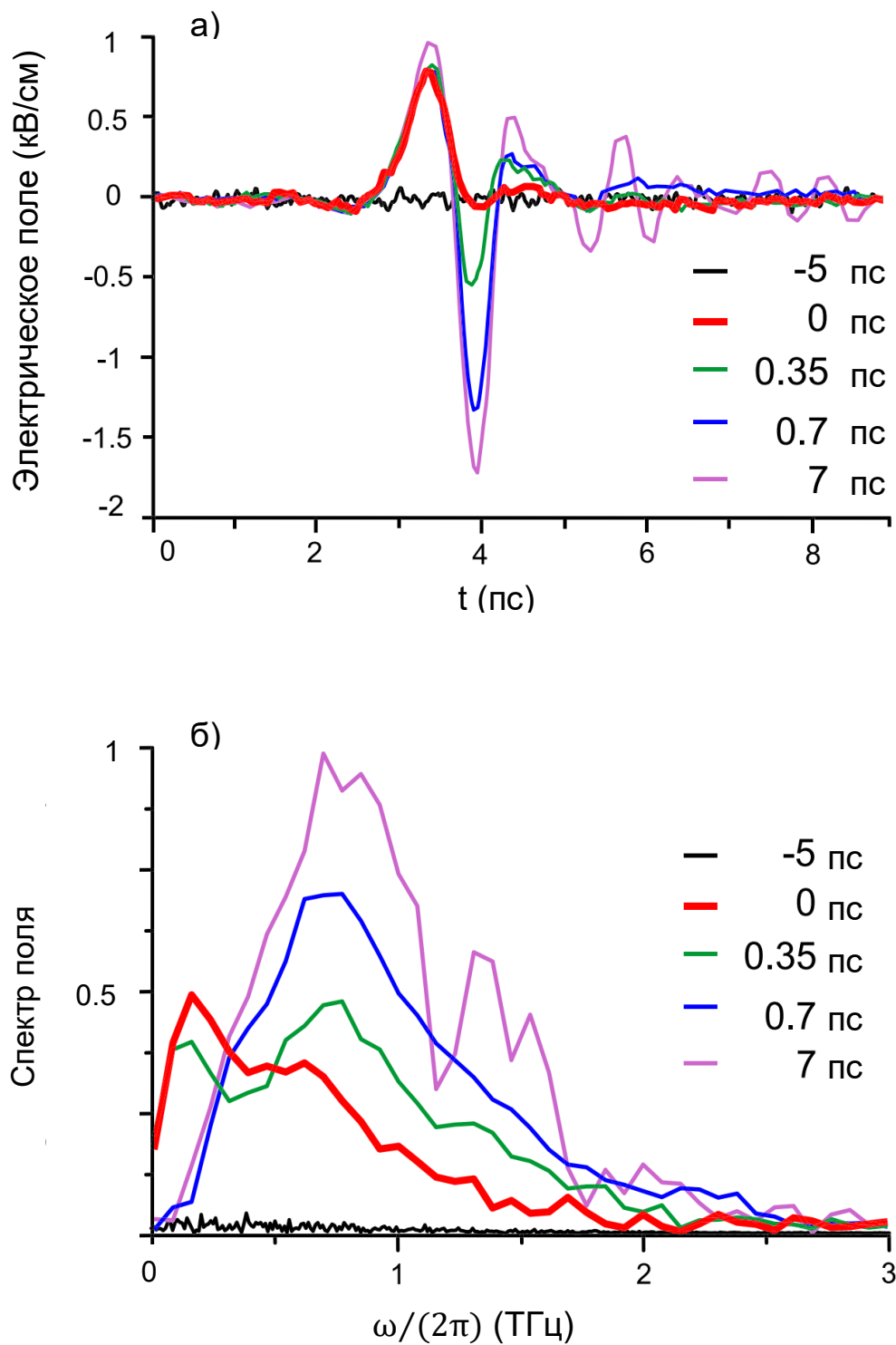


Рис. 4.4. Экспериментальные результаты. а) Осциллограммы и б) спектры электрического поля прошедшего через GaAs терагерцового импульса при различных временных задержках управляющего оптического импульса (указаны на графиках). Задержки отсчитываются от оптимального времени прибытия управляющего лазерного импульса (красная кривая).

ZnTe). Такая устойчивость подтверждает отсутствие длинного отрицательного хвоста в униполярной волновой форме (красная линия на рис. 4.4а), который мог бы повлиять на степень униполярности. Напротив, поведение розовой кривой (для времени задержки 7 пс) на рис. 4.4б вблизи нулевой частоты в некоторой степени чувствительно к изменениям ширины временного окна; небольшая нулевая составляющая изменяется при этом (примерно на уровне шума). Эти слабые изменения объясняются наличием слабо затухающих колебаний в соответствующей волновой форме (розовая линия на рис. 4.4а).

Постоянная составляющая в спектре полученного в эксперименте униполярного импульса (красная линия на рис. 4.4б), однако, не такая большая, как на рис. 4.2б. Это можно объяснить двумя причинами: наличием слабых осцилляций в падающем терагерцовом импульсе перед основным положительным полупериодом (рис. 4.4а), а также частичным разрушением униполярности из-за эффектов распространения в кристаллах GaAs и ZnTe, см. главу 3. Что касается первой причины, то для подавления отрицательного провала в начале терагерцового импульса использовалась довольно высокая энергия управляющих лазерных импульсов (140 мкДж). Подавление осуществлялось с помощью преплазмы низкой плотности, образованной предимпульсом лазера. Что касается разрушения униполярности вследствие распространения, этот эффект можно уменьшить, используя более тонкую пластину GaAs.

При отрицательных временах задержки положительный пик поля начинает уменьшаться и в конце концов исчезает (см. кривую для задержки -5 пс на рис. 4.4а). На экспериментальных осциллограммах нам не удалось наблюдать резкие изменения, подобные тем, что были получены при численном моделировании (см. рис. 4.2в). Это можно объяснить ограниченной спектральной полосой кристалла-детектора ZnTe толщиной 1 мм. Действительно, функция отклика такого кристалла спадает уже при умеренной частоте ~ 3 ТГц [105].

Отсутствие какого-либо терагерцового сигнала при задержке -5 пс на рис. 4.4а и 4.4б подтверждает полное отсутствие паразитной терагерцовой генерации в GaAs управляющим лазерным импульсом. Механизм оптического выпрямления

был устранен правильной кристаллографической ориентацией кристалла (см. выше), а механизмы, связанные с ускорением носителей встроенным поверхностным полем и фото-Дембер эффектом [106], подавлены условиями симметрии при возбуждения полупроводника нормально падающим широким лазерным пучком [107].

4.4. Выводы по главе 4

Униполярные электромагнитные импульсы пикосекундной длительности могут быть получены из биполярных терагерцовых импульсов путем их управляемого пропускания через нестационарное плазменное зеркало, создаваемое на поверхности полупроводниковой пластины фемтосекундным лазерным излучением. Экспериментально продемонстрировано получение униполярных импульсов с напряженностью электрического поля ~ 1 кВ/см и длительностью $\sim 0,5$ пс при ионизации поверхности пластины GaAs импульсами титан-сапфирового усилителя с длительностью 60 фс и энергией 140 мкДж (флюенсом ~ 1 мДж/см²). При использовании в качестве исходных для преобразования импульсов с высокой напряженностью поля от таких терагерцовых источников, как широкоапертурные призмы из LiNbO₃ с накачкой лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности и энергией в несколько мДж [108] можно ожидать получения гораздо более сильных униполярных полей с помощью предложенного метода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Сформулировано и подтверждено численным моделированием условие на время жизни плазмы за фронтом ионизации, при котором распад плазмы не оказывает существенного влияния на коэффициент отражения электромагнитной волны от фронта. Показано, что данное условие выполняется для типичных параметров ШАЛ при частоте волны 1 – 10 МГц.

2. Рассчитаны характеристики отраженного от фронта ШАЛ радиоизлучения в зависимости от параметров ШАЛ при частоте зондирующего радиоизлучения 1 и 10 МГц. Даны оценки реалистичности радарного детектирования ШАЛ.

3. Указан режим эффективного повышения частоты электромагнитного импульса при его трансформации на внезапно останавливающемся фронте ионизации, связанный с формированием скинирующегося электромагнитного поля за фронтом и его вытеканием из плазмы в свободное пространство после остановки фронта.

4. Разработана полуаналитическая модель процесса генерации квазистатических электромагнитных предвестников фемтосекундными лазерными импульсами, испытывающими оптическое выпрямление и многофотонное поглощение в электрооптических кристаллах, как излучение от последовательно включающихся и затем выключающихся ленточных токов, распределенных вдоль лазерного пучка. Модель позволяет рассчитывать волновую форму предвестников при их распространении на произвольное расстояние от кристалла.

5. Для типичных значений ширины лазерного пучка накачки (8 мм) и толщины кристалла GaP (3 мм) определены расстояния от кристалла, на которых предвестник при распространении сохраняет униполярность (< 3 мм), является квазиуниполярным (~ 3 -40 мм) и становится биполярным (> 40 мм). Показано, что поперечный размер области сильного поля предвестника и максимальная величина поля не меняются вплоть до расстояний ~ 200 мм.

6. Разработан и экспериментально продемонстрирован метод получения униполярных электромагнитных импульсов пикосекундной длительности, основанный на пропускании первой полуволны биполярного терагерцового импульса через кристалл GaAs и отсечке последующей части импульса в результате ионизации приповерхностного слоя кристалла импульсом фемтосекундного титан-сапфирового лазера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Einstein, A. Zur Elektrodynamik bewegter Körper / A. Einstein // Annalen der Physik. – 1905. – V. 322. – P. 891-921.
2. Семенова, В. И. Об отражении электромагнитных волн от фронта ионизации / В. И. Семенова // Известия вузов. Радиофизика. – 1967. – Т. 10. – №. 8. – С. 1077-1086.
3. Stasielak, J. Feasibility of radar detection of extensive air showers / J. Stasielak [et al.] // Astroparticle Physics. – 2016. – V. 73. – P. 14-27.
4. Vidmar, R. J. On the use of atmospheric pressure plasmas as electromagnetic reflectors and absorbers / R. J. Vidmar // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1990. – V. 18. – №. 8. – P. 733-741.
5. Nagano, M. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays / M. Nagano, A. A. Watson // Reviews of Modern Physics. – 2000. – V. 72. – №. 3. – P. 689-732.
6. Blackett, P. M. S. Radio echoes and cosmic ray showers / P. M. S. Blackett, A. C. B. Lovell // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. – 1941. – V. 177. – №. 969. – P. 183-186.
7. Gurvits, L. I. Jodrell Bank and the pursuit of cosmic rays / L. I. Gurvits [et al.] // EAS Publications Series. – 2005. – V. 15. – P. 15-26.
8. Suga, K. / K. Suga // Proceedings of the 5th Interamerican Seminar on Cosmic Rays. – 1962. – V. 2. – P. XLIX-1.
9. Matano, T. Tokyo large air shower project / T. Matano [et al.] // Canadian Journal of Physics. – 1968. – V. 46. – №. 10. – P. S255-S258.
10. Baruch, J. E. F. A gamma ray telescope for the highest energies using radio waves / J. E. F. Baruch, R. I. Davis, N. J. McEwan // Experimental Astronomy. – 1993. – V. 4. – №. 1. – P. 21-40.
11. Gorham, P. W. On the possibility of radar echo detection of ultra-high energy cosmic ray-and neutrino-induced extensive air showers / P. W. Gorham // Astroparticle Physics. – 2001. – V. 15. – №. 2. – P. 177-202.

12. Iyono, A. Radar echo detection system of EAS ionization columns as part of a LAAS detector array / A. Iyono [et al.] // Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference. – 2003. – V. 1. – P. 217-220.
13. Damazio, D. O. A Simple and Cost-Effective Passive Radar Technique for Ultra High Energy Cosmic Ray Detection / D. O. Damazio [et al.] // Nuclear Physics B. – 2004. – V. 134. – P. 217-219.
14. Wahl, D. The search for vertical extended air shower signals at the Jicamarca Radio Observatory / D. Wahl, J. Chau, J. Bellido // Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference. – 2008. – V. 5. – P. 957-960.
15. Wahl, D. The search for extended air showers at the Jicamarca Radio Observatory / D. Wahl [et al.] // AIP Conference Proceedings. – 2009. – V. 1123. – P. 204-210.
16. Terasawa, T. Search for radio echoes from EAS with the MU radar, Shigaraki, Japan / T. Terasawa [et al.] // Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference. – 2009. – V. 1. – P. 1-4.
17. Takai, H. MARIACHI - Detecting Ultra High Energy Cosmic Rays with radar / H. Takai // APS April Meeting Abstracts. – 2006. – P. 1-10.
18. Othman, M. A. B. Radar Detection of UHECR Air Showers at the Telescope Array / M. A. B. Othman [et al.] // Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference. – 2011. – V. 3. – P. 340-343.
19. Othman, M. A. B. Bistatic Radar Detection of UHECR with TARA / M. A. B. Othman [et al.] // Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference. – 2013. – V. 1. – P. 611-614.
20. Prohira, S. The radar echo telescope for cosmic rays: Pathfinder experiment for a next-generation neutrino observatory / S. Prohira [et al.] // Physical Review D. – 2021. – V. 104. – № 10. – P. 102006.
21. Savage, R. L. Frequency upconversion of electromagnetic radiation upon transmission into an ionization front / R. L. Savage, C. Joshi, W. B. Mori // Physical Review Letters. – 1992. – V. 68. – № 7. – P. 946-949.

22. Granatstein, V. L. Realization of a relativistic mirror: Electromagnetic backscattering from the front of a magnetized relativistic electron beam / V. L. Granatstein [et al.] // *Physical Review A*. – 1976. – V. 14. – № 3. – P. 1194-1201.
23. Kiefer, D. Relativistic electron mirrors from nanoscale foils for coherent frequency upshift to the extreme ultraviolet / D. Kiefer [et al.] // *Nature Communications*. – 2013. – V. 4. – P. 1763.
24. Tóth, G. Single-cycle attosecond pulses by Thomson backscattering of terahertz pulses / G. Tóth [et al.] // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2018. – V. 35. – № 6. – P. A103-A110.
25. Savage, R. L. Frequency upshifting and pulse compression via underdense relativistic ionization fronts / R. L. Savage [et al.] // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1993. – V. 21. – № 1. – P. 5-19.
26. Berezhiani, V. I. Multiple reflections: cascaded upshifting of laser pulses by semiconductors / V. I. Berezhiani, S. M. Mahajan, R. Miklaszewski // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2001. – V. 18. – № 5. – P. 617-622.
27. Thomson, M. D. Terahertz frequency upconversion via relativistic Doppler reflection from a photoinduced plasma front in a solid-state medium / M. D. Thomson, S. M. Tzanova, H. G. Roskos // *Physical Review B*. – 2013. – V. 87. – № 8. – P. 085203.
28. Gaafar, M. A. Reflection from a free carrier front via an intraband indirect photonic transition / M. A. Gaafar [et al.] // *Nature Communications*. – 2018. – V. 9. – P. 1447.
29. Meng, F. Relativistic Doppler frequency up-conversion of terahertz pulses reflecting from a photoinduced plasma front in silicon / F. Meng, M. D. Thomson, H. G. Roskos // *Physical Review B*. – 2014. – V. 90. – № 15. – P. 155207.
30. Bakunov, M. I. Frequency upshifting of electromagnetic radiation via oblique incidence on an ionization front / M. I. Bakunov, A. V. Maslov // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1999. – V. 27. – № 3. – P. 655-663.
31. Розанов, Н. Н. Предельно короткие и униполярные импульсы света: современное состояние проблемы / Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов // *Успехи физических наук*. – 2024. – Т. 194. – № 11. – С. 1196-1206.

32. Bessonov, E. G. On a class of electromagnetic waves / E. G. Bessonov // Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1981. – V. 53. – № 3. – P. 433-436.
33. Wetzels, A. Rydberg State Ionization by Half-Cycle-Pulse Excitation: Strong Kicks Create Slow Electrons / A. Wetzels [et al.] // Physical Review Letters. – 2002. – V. 89. – № 27. – P. 273003.
34. Salén, P. Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology / P. Salén [et al.] // Physics Reports. – 2019. – V. 836. – P. 1-74.
35. Fleischer, S. Molecular Orientation and Alignment by Intense Single-Cycle THz Pulses / S. Fleischer [et al.] // Physical Review Letters. – 2011. – V. 107. – № 16. – P. 163603.
36. Sajadi, M. Transient birefringence of liquids induced by terahertz electric-field torque on permanent molecular dipoles / M. Sajadi, M. Wolf, T. Kampfrath // Nature Communications. – 2017. – V. 8. – P. 14963.
37. Chai, X. Subcycle Terahertz Nonlinear Optics / X. Chai [et al.] // Physical Review Letters. – 2018. – V. 121. – № 14. – P. 143901.
38. Huang, W. R. Toward a terahertz-driven electron gun / W. R. Huang [et al.] // Scientific Reports. – 2015. – V. 5. – P. 14899.
39. Zhang, D. Femtosecond phase control in high-field terahertz-driven ultrafast electron sources / D. Zhang [et al.] // Optica. – 2019. – V. 6. – № 7. – P. 872-877.
40. Popov, N. L. Free space strange and unipolar EM pulses: Yes or no? / N. L. Popov, A. V. Vinogradov // Foundations. – 2021. – V. 1. – № 2. – P. 169-174.
41. Hoffmann, M. C. Coherent single-cycle pulses with MV/cm field strengths from a relativistic transition radiation light source / M. C. Hoffmann [et al.] // Optics Letters. – 2011. – V. 36. – № 23. – P. 4473-4475.
42. Goryashko, V. A. Quasi-half-cycle pulses of light from a tapered undulator / V. A. Goryashko // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. – 2017. – V. 20. – № 8. – P. 080703.
43. Reimann, K. Table-top sources of ultrashort THz pulses / K. Reimann // Reports on Progress in Physics. – 2007. – V. 70. – № 10. – P. 1597-1632.

44. Gao, Y. Half-cycle-pulse terahertz emission from an ultrafast laser plasma in a solid target / Y. Gao [et al.] // *Optics Letters*. – 2008. – V. 33. – № 23. – P. 2776-2778.
45. Bogatskaya, A. V. Unipolar terahertz pulse formation in a nonequilibrium plasma channel formed by an ultrashort uv laser pulse / A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, A. M. Popov // *Physical Review E*. – 2021. – V. 104. – № 2. – P. 025202.
46. Pakhomov, A. V. Unusual terahertz waveforms from a resonant medium controlled by diffractive optical elements / A.V. Pakhomov [et al.] // *Scientific Reports*. – 2019. – V. 9. – P. 7444.
47. Bakunov, M. I. Optically generated terahertz pulses with strong quasistatic precursors / M. I. Bakunov, A. V. Maslov, M. V. Tsarev // *Physical Review A*. – 2017. – V. 95. – № 6. – P. 063817.
48. Tsarev, M. V. Tilted-pulse-front excitation of strong quasistatic precursors / M. V. Tsarev, M. I. Bakunov // *Optics Express*. – 2019. – V. 27. – № 4. – P. 5154-5167.
49. Efimenko, E. S. Quasistatic precursors of ultrashort laser pulses in electro-optic crystals / E. S. Efimenko [et al.] // *Physical Review A*. – 2018. – V. 98. – № 1. – P. 013842.
50. Shalaby, M. Temporal and spectral shaping of broadband terahertz pulses in a photoexcited semiconductor / M. Shalaby [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2015. – V. 106. – № 5. – P. 051110.
51. Buhler, J. Terahertz shockwaves generated by a precise subcycle cut of the electric field / J. Buhler [et al.] // *Optica*. – 2018. – V. 5. – № 7. – P. 821-824.
52. He, Y. Enhanced performance of a fast GaAs-based terahertz modulator via surface passivation / Y. He [et al.] // *Photonics Research*. – 2021. – V. 9. – № 11. – P. 2230-2236.
53. Novikov, I. A. Time-resolved detection of terahertz response in photodynamically induced plasmonic metasurfaces / I. A. Novikov [et al.] // *JETP Letters*. – 2024. – V. 119. – P. 665-671.
54. Gingras, L. Direct temporal shaping of terahertz light pulses / L. Gingras, D. G. Cooke // *Optica*. – 2017. – V. 4. – № 11. – P. 1416-1420.
55. Gingras, L. Active phase control of terahertz pulses using a dynamic waveguide / L. Gingras [et al.] // *Optics Express*. – 2018. – V. 26. – № 11. – P. 13876-13882.

56. Scholten, O. A macroscopic description of coherent geomagnetic radiation from cosmic-ray air showers / O. Scholten, K. Werner, F. Rusydi // *Astroparticle Physics*. – 2008. – V. 29. – № 2. – P. 94-103.
57. Babin, S. M. A new model of the oceanic evaporation duct / S. M. Babin, G. S. Young, J. A. Carton // *Journal of Applied Meteorology*. – 1997. – V. 36. – № 3. – P. 193-204.
58. Lampe, M. Interaction of electromagnetic waves with a moving ionization front / M. Lampe, E. Ott, J. H. Walker // *Physics of Fluids*. – 1978. – V. 21. – № 1. – P. 42-54.
59. Gildenburg, V. B. Adiabatic frequency up-conversion of a powerful electromagnetic pulse producing gas ionization / V. B. Gildenburg [et al.] // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1993. – V. 21. – № 1. – P. 34-44.
60. Stepanov, N. S. Passage of electromagnetic waves through a moving ionized layer / N. S. Stepanov // *Technical Physics*. – 1995. – V. 40. – № 7. – P. 701-705.
61. Miller, M. A. Covariance of Maxwell equations and comparison of electrodynamic systems / M. A. Miller, Yu. M. Sorokin, N. S. Stepanov // *Soviet Physics Uspekhi*. – 1977. – V. 20. – № 3. – P. 264-272.
62. Lafebre, S. Universality of electron–positron distributions in extensive air showers / S. Lafebre [et al.] // *Astroparticle Physics*. – 2009. – V. 31. – № 4. – P. 243-254.
63. Carr, J. J. *Practical Antenna Handbook* / J. J. Carr. – 4th ed. – New York: McGraw-Hill, 2001. – 650 p.
64. Skolnik, M. I. *Introduction to Radar Systems* / M. I. Skolnik. – New York: McGraw-Hill, 1980. – 581 p.
65. Hogg, D. C. Effective antenna temperatures due to oxygen and water vapor in the atmosphere / D. C. Hogg // *Journal of Applied Physics*. – 1959. – V. 30. – № 9. – P. 1417-1419.
66. Blake, L. V. / L. V. Blake // *Naval Research Laboratory Report*. – 1969. – № 5868. – P. 1-25.
67. Nigl, A. Direction identification in radio images of cosmic-ray air showers detected with LOPES and KASCADE / A. Nigl [et al.] // *Astronomy and Astrophysics*. – 2008. – V. 487. – № 3. – P. 781-788.

68. Nagano, M. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays / M. Nagano, A. A. Watson // *Reviews of Modern Physics*. – 2000. – V. 72. – № 3. – P. 689-732.
69. Kahn, F. D. Radiation from Cosmic Ray Air Showers / F. D. Kahn, I. Lerche // *Proceedings of the Royal Society A*. – 1966. – V. 289. – № 1417. – P. 206-213.
70. Werner, K. Macroscopic treatment of radio emission from cosmic ray air showers based on shower simulations / K. Werner, O. Scholten // *Astroparticle Physics*. – 2008. – V. 29. – № 6. – P. 393-411.
71. Scholten, O. Coherent radiation from extensive air showers / O. Scholten, K. D. de Vries, K. Werner // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. – 2012. – V. 662. – № 1. – P. S80-S84.
72. Werner, K. A realistic treatment of geomagnetic Cherenkov radiation from cosmic ray air showers / K. Werner, K. D. de Vries, O. Scholten // *Astroparticle Physics*. – 2012. – V. 37. – P. 5-16.
73. Bakunov, M. I. Interaction of an electromagnetic wave packet with an ionization front: Copropagating configuration / M. I. Bakunov, A. V. Maslov, P. A. Ivanov // *Physical Review E*. – 2001. – V. 63. – № 3. – P. 037401.
74. Brabec, T. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics / T. Brabec, F. Krausz // *Reviews of Modern Physics*. – 2000. – V. 72. – № 2. – P. 545-591.
75. Mori, W. B. Conversion of dc fields in a capacitor array to radiation by a relativistic ionization front / W. B. Mori [et al.] // *Physical Review Letters*. – 1995. – V. 74. – № 4. – P. 542-545.
76. Lai, C. H. Demonstration of microwave generation from a static field by a relativistic ionization front in a capacitor array / C. H. Lai [et al.] // *Physical Review Letters*. – 1996. – V. 77. – № 23. – P. 4764-4767.
77. Muggli, P. Generation of microwave pulses from the static electric field of a capacitor array by an underdense, relativistic ionization front / P. Muggli [et al.] // *Physics of Plasmas*. – 1998. – V. 5. – № 5. – P. 2112-2119.

78. Higashiguchi, T. Experimental observation of further frequency upshift from dc to ac radiation converter with perpendicular dc magnetic field / T. Higashiguchi [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2000. – V. 85. – № 21. – P. 4542-4545.
79. Bakunov, M. I. Trapping of an electromagnetic wave by the boundary of a time-varying plasma / M. I. Bakunov, A. V. Maslov // *Physical Review E*. – 1998. – V. 57. – № 5. – P. 5978-5986.
80. Côté, D. Simple method for calculating the propagation of terahertz radiation in experimental geometries / D. Côté, J. E. Sipe, H. M. van Driel // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2003. – V. 20. – № 6. – P. 1374-1385.
81. Wu, T. T. Electromagnetic missiles / T. T. Wu // *Journal of Applied Physics*. – 1985. – V. 57. – № 7. – P. 2370-2373.
82. Stepanov, A. G. THz generation via optical rectification with ultrashort laser pulse focused to a line / A. G. Stepanov, J. Hebling, J. Kuhl // *Applied Physics B*. – 2005. – V. 81. – № 1. – P. 23-26.
83. Bodrov, S. B. Highly efficient Cherenkov-type terahertz generation by 2- μ m wavelength ultrashort laser pulses in a prism-coupled LiNbO₃ layer / S. B. Bodrov [et al.] // *Optics Express*. – 2019. – V. 27. – № 25. – P. 36059-36065.
84. Berezhiani, V. I. Photon accelerator: Large blueshifting of femtosecond pulses in semiconductors / V. I. Berezhiani, S. M. Mahajan, I. G. Murusidze // *Physical Review A*. – 1997. – V. 56. – № 6. – P. 5147-5151.
85. Wincukiewicz, A. Radiative recombination and other processes related to excess charge carriers, decisive for efficient performance of electronic devices / A. Wincukiewicz [et al.] // *Lithuanian Journal of Physics*. – 2018. – V. 58. – № 1. – P. 49-58.
86. Morse, P. M. *Methods of Theoretical Physics* / P. M. Morse, H. Feshbach. – New York: McGraw-Hill, 1953. – 1978 p.
87. Hafizi, B. Diffraction effects in directed radiation beams / B. Hafizi, P. Sprangle // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1991. – V. 8. – № 5. – P. 705-712.
88. Arkhipov, R. M. Unipolar light: Existence, generation, propagation, and impact on microobjects / R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, N. N. Rosanov // *Quantum Electronics*. – 2020. – V. 50. – № 9. – P. 801-814.

89. Arkhipov, R. V. Selective ultrafast control of multi-level quantum systems by sub-cycle and unipolar pulses / R. V. Arkhipov [et al.] // *Optics Express*. – 2020. – V. 28. – № 11. – P. 17020-17034.
90. Wu, X. Generation of 13.9-mJ terahertz radiation from lithium niobate materials / X. Wu [et al.] // *Advanced Materials*. – 2023. – V. 35. – № 22. – P. 2208947.
91. Beard, M. C. Transient photoconductivity in GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy / M. C. Beard, G. M. Turner, C. A. Schmuttenmaer // *Physical Review B*. – 2000. – V. 62. – № 23. – P. 15764-15777.
92. Zhou, Q.-L. Ultrafast carrier dynamics and terahertz conductivity of photoexcited GaAs under electric field / Q.-L. Zhou [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2008. – V. 93. – № 10. – P. 102103.
93. Peter, F. Excitation wavelength dependence of phase matched terahertz emission from a GaAs slab / F. Peter [et al.] // *Optics Express*. – 2010. – V. 18. – № 18. – P. 19574-19580.
94. Kannegulla, A. Photo-induced spatial modulation of THz waves: Opportunities and limitations / A. Kannegulla [et al.] // *Optics Express*. – 2015. – V. 23. – № 25. – P. 32098-32112.
95. Funk, S. Probing the momentum relaxation time of charge carriers in ultrathin layers with terahertz radiation / S. Funk [et al.] // *Optics Express*. – 2009. – V. 17. – № 20. – P. 17450-17455.
96. Mics, Z. Density-dependent electron scattering in photoexcited GaAs in strongly diffusive regime / Z. Mics [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2013. – V. 102. – № 23. – P. 231120.
97. Schinke, C. Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon / C. Schinke [et al.] // *AIP Advances*. – 2015. – V. 5. – № 6. – P. 067168.
98. Lee, H. J. Absorption coefficient of bulk III-V semiconductor materials: A review on methods, properties and future prospects / H. J. Lee [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. – 2022. – V. 51. – № 11. – P. 6082-6100.

99. Abramovsky, N. A. Increasing bandwidth of Cherenkov-type terahertz emitters by free carrier generation / N. A. Abramovsky [et al.] // *Optics Letters*. – 2023. – V. 48. – № 18. – P. 4921-4924.
100. Carletti, L. Nonlinear THz generation through optical rectification enhanced by phonon-polaritons in lithium niobate thin films / L. Carletti [et al.] // *ACS Photonics*. – 2023. – V. 10. – № 10. – P. 3419-3428.
101. Chen, Q. Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications / Q. Chen [et al.] // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2001. – V. 18. – № 6. – P. 823-831.
102. Ilyakov, I. E. Experimental observation of optically generated unipolar electromagnetic precursors / I. E. Ilyakov [et al.] // *Optics Express*. – 2022. – V. 30. – № 10. – P. 14978-14989.
103. Seo, M. A. Fourier-transform terahertz near-field imaging of one-dimensional slit arrays: Mapping of electric-field-, magnetic-field-, and Poynting vectors / M. A. Seo [et al.] // *Optics Express*. – 2007. – V. 15. – № 19. – P. 11781-11789.
104. Chakkittakandy, R. Quasilinear field terahertz generation and detection / R. Chakkittakandy, J. A. W. M. Corver, P. C. M. Planken // *Optics Express*. – 2008. – V. 16. – № 17. – P. 12794-12805.
105. Wu, B. Terahertz electro-optic sampling in thick ZnTe crystals below the Reststrahlen band with a broadband femtosecond laser / B. Wu [et al.] // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2018. – V. 8. – № 3. – P. 305-311.
106. Lewis, R. A. A review of terahertz sources / R. A. Lewis // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2014. – V. 47. – № 37. – P. 374001.
107. Chen, G. Transient THz emission and effective mass determination in highly resistive GaAs crystals excited by femtosecond optical pulses / G. Chen [et al.] // *Crystals*. – 2022. – V. 12. – № 11. – P. 1635.
108. Fülöp, J. A. Laser-driven strong-field terahertz sources / J. A. Fülöp, S. Tzortzakis, T. Kampfrath // *Advanced Optical Materials*. – 2020. – V. 8. – № 3. – P. 1900681.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ДИССЕРТАЦИИ

- [A1] Bakunov, M. I. Interaction of an electromagnetic wave with a suddenly stopped ionization front / M. I. Bakunov, A. V. Maslov, A. L. Novokovskaya, N. Yugami, Y. Nishida // *Physical Review E*. – 2002. – V. 66. – P. 026404.
- [A2] Bakunov, M. I. Relativistic effects in radar detection of ionization fronts produced by ultra-high energy cosmic rays / M. I. Bakunov, A. V. Maslov, A. L. Novokovskaya, A. Kryemadhi // *Astroparticle Physics*. – 2010. – V. 33. – P. 335-340.
- [A3] Bakunov, M. I. Prospects for radar detection of cosmic ray air showers with medium-frequency radio waves / M. I. Bakunov, A. V. Maslov, A. L. Novokovskaya, A. Kryemadhi // *New Journal of Physics*. – 2013. – V. 15. – P. 113027.
- [A4] Bakunov, M. I. The no-reflection regime of radar detection of cosmic ray air showers / M. I. Bakunov, A. V. Maslov, A. L. Novokovskaya, A. Kryemadhi // *New Journal of Physics*. – 2015. – V. 17. – P. 053015.
- [A5] Sychugin, S. A. Propagation dynamics of optically generated unipolar electromagnetic pulses / S. A. Sychugin, A. L. Novokovskaya, M. I. Bakunov // *Physical Review A*. – 2022. – V. 105. – P. 053528.
- [A6] Gorelov, S. D. Unipolar fields produced by ultrafast optical gating of terahertz pulses / S. D. Gorelov, A. L. Novokovskaya, S. B. Bodrov, M. V. Sarafanova, M. I. Bakunov // *Applied Physics Letters*. – 2025. – V. 126. – P. 011104.
- [A7] Бакунов, М. И. Трансформация электромагнитной волны на внезапно останавливающемся фронте ионизации / М. И. Бакунов, А. В. Маслов, А. Л. Новоковская // Труды V научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения А. А. Андропова, Нижний Новгород, 7 мая. – 2001. – С. 163-164.
- [A8] Bakunov, M. I. Interaction of an electromagnetic wave with a suddenly stopped ionization front / M. I. Bakunov, A. V. Maslov, A. L. Novokovskaya, N. Yugami, Y. Nishida // *Conference Digest of the 27th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, San Diego, USA, September 22-26*. – 2002. – P. 181-182.

- [A9] Бакунов, М. И. Влияние соударений и рекомбинации на трансформацию электромагнитной волны на фронте ионизации / М. И. Бакунов, А. Л. Новоковская // Труды XIII научной конференции по радиофизике, посвященной 85-летию со дня рождения М. А. Миллера, Нижний Новгород, 7 мая, 2009. – С. 102-103.
- [A10] Бакунов, М. И. Релятивистские эффекты при радарном обнаружении космических частиц ультравысоких энергий / М. И. Бакунов, А. Л. Новоковская // Труды XIV научной конференции по радиофизике, посвященной 80-летию со дня рождения Ю. Н. Бабанова, Нижний Новгород, 7 мая, 2010. – С. 192-193.
- [A11] Бакунов, М. И. Особенности зондирования широких атмосферных ливней на частоте 1 МГц / М. И. Бакунов, А. Л. Новоковская // Труды XV научной конференции по радиофизике, посвященной 110-летию со дня рождения А. А. Андропова, Нижний Новгород, 10-13 мая, 2011. – С. 160-161.
- [A12] Kryemadhi, A. Radar detection of high energy cosmic ray showers / A. Kryemadhi, M. Bakunov, A. Maslov, A. Novokovskaya // APS April Meeting 2012, Atlanta, USA, March 31–April 3, 2012, Bulletin of the American Physical Society. – 2012. – V. 57. – № 3. – Abstract ID: BAPS.2012.APR.W7.10.
- [A13] Novokovskaya, A. L. Compression of unipolar terahertz pulses at ionization fronts in GaP / A. L. Novokovskaya, M. I. Bakunov // 2nd Conference of International Consortium on Terahertz Photonics and Optoelectronics. Program and Proceedings, July 8-11, 2019, Nizhny Novgorod, Russia. – P. 155-156.
- [A14] Новоковская, А. Л. Трансформация терагерцовых импульсов на фронте ионизации в кристалле GaP / А. Л. Новоковская, М. И. Бакунов // Труды XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н. А. Железцова, Нижний Новгород, 13–21 мая, 2019. – С. 319-320.
- [A15] Новоковская, А. Л. Преобразование терагерцовых импульсов на фронте ионизации в кристалле GaP / А. Л. Новоковская, М. А. Курников, М. И. Бакунов // IX Международная конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов, Москва, 29–31 января, 2020. – С. 49-50.
- [A16] Новоковская, А. Л. Генерация сгустков квазистатических полей при

оптической ректификации ультракоротких лазерных импульсов / А. Л. Новоковская, С. А. Сычугин, М. И. Бакунов // X Международная конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов, Москва, 27–29 января, 2021. – С. 51-52.

[A17] Novokovskaya, A. L. Generation of unipolar electromagnetic missiles by optical rectification of ultrashort laser pulses / A. L. Novokovskaya, S. A. Sychugin, M. I. Bakunov // 9th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies: Technical Digest, Sendai, Japan, 1-4 November. – 2021. – P. 56-57.

[A18] Novokovskaya, A. L. Propagation Effects for Optically Generated Unipolar Sub-Terahertz Pulses / A. L. Novokovskaya, S. A. Sychugin, M. I. Bakunov // 20th International Conference Laser Optics: IEEE, St. Petersburg, Russia, 20-24 June. – 2022. – P. 01-01.

[A19] Novokovskaya, A. L. Terahertz field and carrier dynamics in optically excited layer at the surface of a GaAs crystal / A. L. Novokovskaya, M. I. Bakunov // 21th International Conference Laser Optics: IEEE, St. Petersburg, Russia, 1-5 July. – 2024. – P. 01-01.