ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П. Н. ЛЕБЕДЕВА РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Данилов Егор Алексеевич

Нелинейные явления при взаимодействии импульсов лазерного излучения с проводниками

Специальность 1.3.19 –
Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Урюпин Сергей Александрович

Москва – 2025

Оглавление

Введение

Актуальность темы исследования

Взаимодействие лазерного излучения с металлами сопровождается различными нелинейными явлениями (см., например, обзор [1]). Одним из них является генерация широкополосных терагерцовых полей [2—20]. Актуальность исследования этого явления связана с возможностью применения терагерцовых импульсов для различных практических задач. К примеру, терагерцовые импульсы широко используются при изучении различных свойств образцов, в спектроскопии, при изучении динамики носителей заряда на пикосекундных и субпикосекундных временных масштабах в металлах, полуметаллах, полупроводниках или графене, применяются при управлении химическими реакциями или при манипулировании электронными состояниями в квантовых ямах, а также в медицине. Более подробную информацию о применении терагерцового излучения можно найти в обзорных работах [21—25] и в цитируемых в них работах.

Ряд работ посвящен экспериментальному изучению генерации терагерцовых полей, возникающих при облучении металлов фемтосекундными импульсами лазерного излучения [2—6; 8; 9; 11; 12; 15; 18]. В них измерены длительности и формы импульсов низкочастотных полей, распределения энергии низкочастотного поля по углам и частотам, и эффективность конверсии лазерного излучения в низкочастотное излучение. Изучено влияние поляризации и интенсивности лазерного излучения, а также размеров образца на генерацию низкочастотных полей. Теоретическому описанию генерации низкочастотного излучения посвящены работы [10; 13; 14; 16; 17; 19; 20; 26]. В них показано, что источником терагерцовых полей являются низкочастотные нелинейные токи, возникающие у поверхности металла [10; 13; 14; 16; 17; 19; 20]. Предложено несколько механизмов генерации таких токов. Одним из них является пондеромоторное воздействие на электроны проводимости [14; 17; 19; 26]. Второй причиной возникновения низкочастотного тока является градиент давления электронов [16; 17; 20]. Наличие такого градиента связано с неоднородностью температуры электронов, возникающей при поглощении лазерного излучения. Если лазерное излучение падает под углом к поверхности металла, то возможна генерация и за счет возникновения тока увлечения, текущего вдоль поверхности металла [10; 17]. Сравнительный анализ этих механизмов генерации показывает [17], что если за время воздействия лазерного импульса происходит мало электронных столкновений в поле лазерного излучения, то генерация за счет пондеромоторного воздействия является доминирующей. В противоположном случае два других механизма являются определяющими. В работе [13] описана генерация низкочастотного излучения при воздействии на металл сфокусированного лазерного излучения, падающего нормально к поверхности металла. При этом в [13] рассматривалась генерация низкочастотного излучения только за счет пондеромоторной силы. Генерация за счет градиента давления электронов в этой работе рассмотрена не была. Поскольку такой механизм генерации может быть доминирующим, то представляет интерес дополнить теорию, сформулированную в работе [13], учетом вклада от давления электронов. Это сделано в Главе 1 и 2 диссертации.

Помимо генерации терагерцового излучения также возможно нелинейное возбуждение низкочастотных поверхностных волн. Экспериментально показана возможность такого возбуждения поверхностных волн за счет пондеромоторного воздействия на электроны при смешивании лазерного излучения с различными несущими частотами [27; 28]. Вместе с тем теоретически предсказано, что возможно возбуждение низкочастотных поверхностных волн при воздействии сфокусированного лазерного излучения на металл [13; 14]. Они возбуждаются вместе с терагерцовым излучением и за счет тех же механизмов генерации. Возбуждение низкочастотных поверхностных волн сфокусированным лазерным излучением отчасти аналогично возбуждению поверхностных волн в процессе дифракции оптического излучения на субволновых отверстиях или неровностях поверхности проводника [29—40]. Поскольку низкочастотные поверхностные волны возникают вместе с низкочастотным излучением, то возникает вопрос об их конкуренции вблизи поверхности. Вместе с тем в работах [13; 14] не учитывалось излучение вдоль поверхности металла, и данный вопрос исследован не был. Также в работах [13; 14] не учтен вклад в генерацию поверхностных волн от градиента давления электронов. Описанию генерации низкочастотных поверхностных волн с учетом такого механизма, определению области их доминирования, условий существования такой области, а также наиболее оптимальных условий возбуждения поверхностной волны посвящены Главы 1 и 2 диссертации.

Еще одним нелинейным эффектом, возникающим при облучении металла коротким импульсом лазерного излучения, является генерация пикосекундных звуковых импульсов [41—61]. Интерес к изучению генерации таких акустических импульсов и их свойств связан с возможностью их широкого применения в диагностике диэлектриков и проводящих сред на глубинах, больших глубинах скин-слоя, то есть в ситуациях, когда оптические методы недоступны. Также пикосекундные акустические импульсы находят применение в диагностике без повреждения образца. Методы пикосекундной лазерной акустики используются при изучении физических свойств материалов [44; 48; 62; 63], поиске дефектов и трещин [64—67], изучении структуры образцов [68; 69], диагностике наномасштабных объектов [50; 70; 71].

Пионерские исследования лазерной генерации и детектирования звука в металлах были проведены в 80-х годах прошлого века [41; 42]. В них продемонстрирована возможность генерации коротких пикосекундных звуковых импульсов при облучении пленки никеля импульсом лазерного излучения. При этом для детектирования звука измерялось изменение коэффициента отражения, вызванное наличием деформации решетки. Для измерения такого изменения коэффициента отражения также использовали лазерное излучение, задержанное во времени. Схема накачки-зондирования стала основой дальнейших фундаментальных исследований лазерной генерации звука в металлах [45—49]. В настоящий момент принято, что возникновение звука в металлах можно объяснить двумя механизмами генерации [54]. Первый из них связан с быстрым нагревом решетки, приводящим к ее тепловому расширению. Второй механизм генерации связан с нагревом электронов. Нагрев электронов приводит к возникновению градиента их давления, что, в свою очередь, приводит к смещению атомов решетки из равновесных положений и, как следствие, к генерации звука. При поглощении лазерного излучения поглощенная энергия передается в основном электронам, и сначала нагреваются они. Далее, на временах порядка пикосекунды, энергия передается электронов к решетке. При этом в металлах обычно теплоемкость решетки значительно превосходит теплоемкость электронов. Поэтому решетке передается почти вся поглощенная энергия. Это приводит к тому, что на малых временах генерация обуславливается нагревом электронов, а на больших - нагревом решетки. То есть высокочастотный звук (субтерагерцового и терагерцового диапазона частот) связан в основном с нагревом электронов, а низкочастотный (гигагерцовый) с нагревом решетки. В толстых пленках металлов характерные частоты звука порядка нескольких гигагерц, и в них можно не учитывать вклад от нагрева электронов [46; 47; 49; 51]. Ряд работ посвящен возбуждению звука в тонких пленках металлов [48; 55; 56; 60; 61]. В таких пленках частоты звука могут быть больше 1 ТГц [60]. Для звука такого диапазона частот вклад от нагрева электронов значителен [56; 60]. Вместе с тем известно, что в терагерцовом диапазоне частот на динамику электронов оказывает влияние также и пондеромоторное воздействие. При этом пондеромоторное воздействие может доминировать над нагревом электронов (см., например, [17]). Однако влияние пондеромоторного воздействия на процесс генерации звука к настоящему моменту рассмотрено не было. Поэтому представляет интерес изучить генерацию за счет такого механизма и сравнить его с другими механизмами. Это сделано в разделе 5 Главы 3 настоящей работы.

Ряд работ посвящен возбуждению и детектированию звука в пленках металла на диэлектрической подложке. При этом для описания результатов экспериментов обычно используются либо численный анализ, либо простые теоретические модели, не учитывающие различные особенности, связанные с конечной толщиной пленки. Например, не учитывают структуру электромагнитного поля внутри пленки [46; 49; 56; 60; 61], конечную теплопроводность металла [47; 48; 56; 60; 61] или же влияние задней поверхности пленки на генерацию звука и отражение звука от нее [46]. Например, структура электромагнитного поля, греющего электроны, существенно изменяется при изменении толщины пленки, а также в зависимости от типа подложки. Также от толщины пленки зависит поле зондирующего излучения, что также важно учитывать при описании изменения коэффициента отражения, часто измеряемого в эксперименте. Зависящая от теплопроводности металла степень неоднородности температуры также существенно изменяется при изменении толщины пленки. Поэтому генерация звука в пленке имеет особенности, связанные с конечной толщиной пленки. Представляет интерес описать лазерную генерацию и детектирование звука в пленке металла на диэлектрической подложке с учетом конечной толщины пленки и физических параметров лазерного излучения и образца, а также оценить степень точности и границы применимости более простых моделей. Этому посвящены Главы 3 и 4 настоящей работы. При этом основной акцент сделан на анализе изменения коэффициента отражения металла, поскольку именно его измеряют в эксперименте.

Целями диссертационной работы являются теоретическое описание генерации низкочастотных поверхностных волн и низкочастотного излучения терагерцового диапазона частот, возникающих при облучении металла фемтосекундным импульсом лазерного излучения, сфокусированного в узкую полосу, а также описание генерации звука и вызываемого им изменения коэффициента отражения, возникающего при облучении пленки металла на диэлектрической подложке.

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

1. Провести сравнительный анализ низкочастотных полей вблизи поверхности металла. Определить условия существования области, в которой поверхностная волна превосходит поле излучения, и размеры этой области. Установить различия в форме импульсов генерируемых низкочастотных полей, позволяющие различать их в эксперименте.

2. Исследовать возможность повышения эффективности генерации низкочастотной поверхностной волны в условиях, когда эффективные частоты столкновений электронов в поле лазерного излучения и в низкочастотном поле сильно различаются.

3. Исследовать влияние пондеромоторного воздействия на электроны на генерацию звука терагерцового диапазона частот.

4. Дать описание изменения коэффициента отражения металла, возникающего из-за наличия смещения атомов. Проанализировать спектральный состав и зависимость о времени изменения коэффициента отражения при различных толщинах пленки и длинах волн зондирующего излучения.

5. Изучить влияние неоднородности температуры и структуры электромагнитного поля накачки на генерацию звука и изменение коэффициента отражения.

Научная новизна диссертации заключается в следующем:

1. Дан детальный анализ низкочастотных полей, возникающих при облучении металла коротким лазерным импульсом сфокусированного излучения. Определены условия, в которых возможно наблюдение низкочастотных поверхностных волн и изучены физические характеристики поля излучения.

2. Предложен новый механизм генерации звука - пондеромоторное воздействие. Показано, что учет этого механизма важен при описании лазерной генерации терагерцового звука.

3. Продемонстрировано влияние различных физических параметров на лазерную генерацию звука в пленке металла и на изменение коэффициента отражения металла, связанного с наличием смещения атомов решетки. Дана оценка степени точности различных моделей, используемых при описании генерации и детектирования звука.

Теоретическая и практическая значимость

Диссертационная работа имеет теоретический характер и представляет научный интерес с фундаментальной точки зрения, дополняя теорию возбуждения низкочастотных полей и звука в металлах. Анализ полученных результатов выполнен в условиях, соответствующих экспериментальным. Результаты работы представляют интерес для специалистов в области взаимодействия коротких лазерных импульсов с металлами и могут быть полезны при планировании экспериментов и анализе их результатов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Если длительность лазерного импульса τ меньше обратной частоты столкновений электронов в низкочастотном поле $1/\nu_s$, то вблизи поверхности металла имеется область, в которой поле низкочастотной поверхностной волны доминирует над полем низкочастотного излучения. При этом, чем меньше параметр $\nu_s\tau$, тем больше размеры этой области.

2. Наиболее эффективное возбуждение низкочастотной поверхностной волны возможно в условиях, когда частота столкновений электронов в поле лазерного излучения ν намного превосходит частоту столкновений в низкочастотном поле ν_s. При этом длительность лазерного импульса τ должна удовлетворять условиям $\nu_s\tau \ll 1 \ll \nu\tau$.

3. Предложен новый механизм лазерной генерации звука - воздействие пондеромоторной силы на электроны. Показано, что этот механизм необходимо учитывать при описании генерации звука терагерцового диапазона частот.

4. Если переносимый электронами поток тепла достигает границы металл-диэлектрик до того, как энергия от электронов успевает передаться решетке, то генерация звука происходит у обеих поверхностей оптически толстой пленки металла. В противоположном случае, звук генерируется только у границы металл-вакуум.

5. В однородно нагреваемой плёнке металла амплитуда генерируемого звука увеличивается при уменьшении её толщины. Если толщина плёнки превышает глубину скин-слоя на частоте лазерного излучения накачки, увеличение амплитуды обратно пропорционально толщине плёнки. Если толщина плёнки меньше глубины скин-слоя, а действительная часть коэффициента отражения лазерного излучения от подложки положительна, то возможно дополнительное усиление генерации звука за счет усиления поля в пленке. При этом амплитуда звука увеличивается обратно пропорционально квадрату толщины плёнки.

Достоверность полученных результатов обеспечивается надежностью применяемого математического аппарата и обоснованностью используемых приближений.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на IV International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2020» (Moscow, 2020), VII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Moscow, 2021), V International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2021» (Moscow, 2021), VIII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Moscow, 2022), VII International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2023» (Moscow, 2023).

Публикации по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 научных статьях [72—80], опубликованных в рецензируемых научных журналах.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты являются оригинальными и получены автором лично или при его непосредственном участии. Автором осуществлялись: аналитические расчеты, разработка программ для численного анализа полученных результатов, написание научных статей, подготовка и представление докладов на научных конференциях. Постановка задач исследований и интерпретация результатов выполнены совместно с научным руководителем.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения. Полный объём диссертации составляет 119 страниц и 27 рисунков. Список литературы содержит 120 наименований.

Глава 1 посвящена описанию теории генерации низкочастотных полей терагерцового диапазона частот, возникающих при воздействии на металл фемтосекундного импульса лазерного излучения, сфокусированного в узкую полосу на поверхности металла. Описан высокочастотный отклик металла и получены выражения для высокочастотных полей и токов. С их помощью записано уравнение для низкочастотного магнитного поля, возникающего за счет пондеромоторного воздействия на электроны и градиента их давления. Получено общее интегральное выражение для фурье-образа низкочастотного магнитного поля. Проведен подробный анализ этого выражения для случаев малой и большой диссипации энергии низкочастотного поля. Показано, что суммарное низкочастотное поле состоит из поля низкочастотной поверхностной волны и поля низкочастотного излучения, имеющего вид квазицилиндрической волны.

В **Главе 2** проведен анализ конкуренции между полями низкочастотных поверхностной волны и излучения. Показано, что существование области доминирования поверхностной волны и размеры этой области будут определяться соотношением между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости на характерных частотах низкочастотных полей. Продемонстрированы отличия в форме импульсов поверхностной волны и поля излучения, позволяющие различить их в эксперименте. Показано, что наиболее эффективное возбуждение низкочастотной поверхностной волны возможно тогда, когда частоты столкновений в поле лазерного излучения и в низкочастотном поле сильно различаются. Также описаны физические характеристики поля низкочастотного излучения, такие как распределение энергии по углам и частотам, и зависимость полной энергии от ширины полосы фокусировки.

В **Главе 3** описана лазерная генерация звука в пленке металла на подложке из диэлектрика. Записаны общие уравнения, описывающие смещение атомов решетки, возникающее из-за нагрева решетки и электронов. Дано решение этих уравнений в приближениях оптически толстой пленки и однородно нагреваемой пленки. Также получено общее решение, учитывающее конечную теплопроводность металла и структуру электромагнитного поля в пленке. Предложен новый механизм генерации звука — пондеромоторное воздействие на электроны, и изучено влияние такого механизма на генерацию звука терагерцового диапазона частот.

Глава 4 посвящена описанию изменения коэффициента отражения металла, возникающего из-за наличия смещения атомов решетки. Получены выражения для изменения коэффициента отражения металла как без учета отражения поля зондирующего излучения от границы металл-диэлектрик, так и с учетом такого отражения. Дано детальное описание изменения коэффициента отражения пленки в частотной и временной областях при различных толщинах пленки, материалах подложки и длинах волн зондирующего излучения. Оценено влияние структуры поля и градиентов температур на генерацию звука и изменение коэффициента отражения.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Глава 1. Генерация низкочастотных полей в металле фемтосекундным импульсом сфокусированного лазерного излучения

В настоящей главе представлена теория генерации низкочастотных электромагнитных полей, возникающих при воздействии фемтосекундного импульса лазерного излучения, сфокусированного в узкую полосу, на металл. Соответствующая теория представлена в работах [73—75]. **Раздел 1.1** посвящен описанию высокочастотного поля, проникающего в металл. Воздействие этого поля на электроны проводимости помимо высокочастотного отклика приводит также и к возникновению низкочастотных токов. В свою очередь, эти низкочастотные токи приводят к возникновению низкочастотных полей. В **разделе 1.2** получены уравнения для низкочастотных токов и полей и получено интегральное выражение для фурье-образа низкочастотного магнитного поля. Анализ этого выражения для разных соотношений между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости дан в **разделах 1.3** и **1.4**. В этих разделах показано, что при воздействии сфокусированного излучения низкочастотное поле будет состоять как из поля излучения, имеющего вид квазицилиндрической волны, так и из поля низкочастотной поверхностной волны. В **разделе 1.5** обобщены результаты **разделов 1.3** и **1.4** и сформулированы краткие итоги настоящей главы.

1.1 Высокочастотное поле в металле

Рассмотрим воздействие фемтосекундного импульса лазерного излучения на металл, занимающий полупространство $z > 0$. Примем, что лазерное излучение падает нормально к поверхности металла и фокусируется цилиндрической линзой, в полосу вдоль оси oy длиной L_y и длиной $2L$ вдоль оси ox. Будем считать, что $L_y \gg L$. Тогда электрическое поле воздействующего импульса можно представить в виде

$$\boldsymbol{E}_{inc}(x,z,t) = \frac{1}{2}\boldsymbol{E}_L\left(t - \frac{z}{c}\right)\exp\left[-i\omega_0\left(t - \frac{z}{c}\right) - \frac{x^2}{2L^2}\right] + c.c.,\ L \gg c/\omega_0, \quad (1.1)$$

где огибающая $\boldsymbol{E}_L(t) = (0, E_L(t), 0)$ слабо изменяется за время $\sim 1/\omega_0$, c - скорость света, $2L$ - характерная ширина импульса, ω_0 - несущая частота излучения.

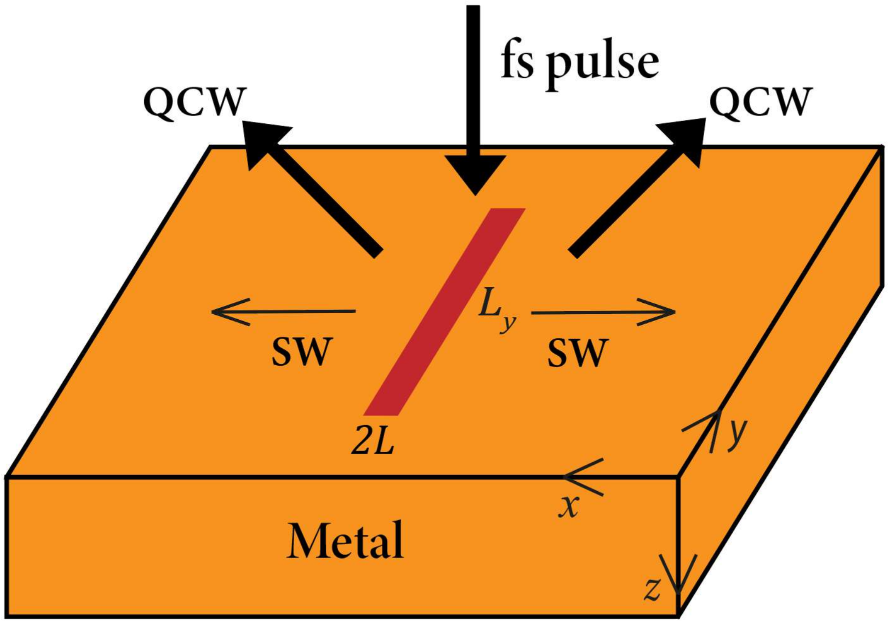


Рис. 1.1: Схема взаимодействия лазерного импульса с металлом. Здесь QCW обозначает поле низкочастотного излучения, имеющего вид квазицилиндрической волны, SW - низкочастотные поверхностные волны, распространяющиеся вдоль поверхности металла.

Изменением поля вдоль оси oy пренебрегаем ввиду условия $L_y \gg L$. Схематично геометрия взаимодействия лазерного импульса с металлом представлена на Рис. 1.1.

Воздействие поля вида (1.1) приводит к возникновению внутри проводника высокочастотных полей и токов. Для описания высокочастотного поля, а в дальнейшем и низкочастотного, воспользуемся системой уравнений Максвелла

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \tag{1.2}$$

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}, \tag{1.3}$$

где $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)$ и $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}, t)$ - напряженности электрического поля и магнитного полей соответственно, $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}, t)$ - электромагнитная индукция, $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t)$ - плотность тока. Магнитными свойствами пренебрегаем. Исходя из вида воздействующего импульса (1.1), высокочастотные поля и токи можно представить в виде $\boldsymbol{E}_h(x, z, t) = (0, E_h(x, z, t), 0)$ и $\boldsymbol{B}_h(x, z, t) = (B_{hx}(x, z, t), 0, B_{hz}(x, z, t))$, электромагнитную индукцию $\boldsymbol{D}_h(x, z, t) = (0, D_h(x, z, t), 0)$, и ток $\boldsymbol{j}_h(x, z, t) =$

$(0, j_h(x,z,t), 0)$ в виде

$$\boldsymbol{F}_h(x,z,t) = \frac{1}{2}\boldsymbol{F}_0(x,z,t)\exp(-i\omega_0 t) + c.c., \tag{1.4}$$

где $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{E},\ \boldsymbol{B},\ \boldsymbol{D},\ \boldsymbol{j}$, а функция $\boldsymbol{F}_0(x,z,t)$ слабо меняется за время $\sim 1/\omega_0$, а ее вид определяется из решения системы уравнений (1.2)-(1.3).

Для того чтобы решить систему (1.2), (1.3), нам необходимо связать $\boldsymbol{D}_h(x,z,t)$ с $\boldsymbol{E}_h(x,z,t)$, а также $\boldsymbol{j}_h(x,z,t)$ с $\boldsymbol{E}_h(x,z,t)$. Отличие $\boldsymbol{E}_h(x,z,t)$ от $\boldsymbol{D}_h(x,z,t)$ связано с влиянием связанных электронов и решетки. На частотах, близких к частоте лазерного излучения ω_0 такое отличие описывается зависящей от частоты ω_0 диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0(\omega_0)$, при этом связь между $\boldsymbol{E}_0(x,z,t)$ и $\boldsymbol{D}_0(x,z,t)$ имеет вид

$$\boldsymbol{D}_0(x,z,t)\exp(-i\omega_0 t) = \int\limits_{-\infty}^{t} dt'\varepsilon_0(t-t')\boldsymbol{E}_0(x,z,t')\exp(-i\omega_0 t') \approx$$

$$\approx \varepsilon_0(\omega_0)\boldsymbol{E}_0(x,z,t)\exp(-i\omega_0 t), \tag{1.5}$$

где

$$\varepsilon_0(\omega_0) = \int\limits_0^{\infty} \varepsilon_0(t)\exp(i\omega_0 t)dt, \tag{1.6}$$

и пренебрежено малым изменением $\boldsymbol{E}_0(x,z,t)$ за время $\sim 1/\omega_0$. В свою очередь для связи $\boldsymbol{j}_h(x,z,t)$ с $\boldsymbol{E}_h(x,z,t)$, воспользуемся моделью Друде:

$$\boldsymbol{j}_0(x,z,t) = \frac{i\omega_p^2}{4\pi(\omega_0 + i\nu)}\boldsymbol{E}_0(x,z,t), \tag{1.7}$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2/m}$ - плазменная частота, e и m - заряд и масса электрона, n - плотность электронов проводимости, ν - эффективная частота электронных столкновений в поле воздействующего импульса. Для металлов выражение (1.7) применимо, когда реализуется условие $|\omega_0 + i\nu| \gg |\kappa_L| v_F$, где $\kappa_L = (\omega_0/c)[\omega_p^2/\omega_0(\omega_0 + i\nu) - \varepsilon_0(\omega_0)]^{1/2}$, где v_F - скорость Ферми.

Теперь, для того, чтобы получить уравнение для амплитуды электрического поля $E_0(x,z,t)$ внутри металла, необходимо взять ротор от обеих частей уравнения (1.2). Тогда, принимая во внимание формулы (1.5) и (1.7), уравнение (1.3), а также принимая во внимание слабость изменения $E_0(x,z,t)$ за время $\sim 1/\omega_0$, получаем уравнение

$$\Delta E_0(x,z,t) - \kappa_L^2 E_0(x,z,t) = 0, \ z > 0. \tag{1.8}$$

В свою очередь, для описания отраженного электрического поля в уравнении (1.8) необходимо заменить $-\kappa_L^2$ на ω_0^2/c^2.

Исходя из вида воздействующего поля (1.1), для решения уравнения (1.8) выделим зависимость $E_0(x,z,t)$ от координаты x и времени t в виде $\sim E_L(t)\exp(-x^2/2L^2)$. Тогда, с учетом условия $L \gg c/\omega_0$, оператор Δ может быть заменен на $\partial^2/\partial z^2$. При решении получающегося уравнения для функции, описывающей зависимость $E_0(x,z,t)$ от координаты z, внутри металла следует оставлять вклад, который обращается в ноль вдали от поверхности, а при решении аналогичного уравнения в вакууме, оставлять только тот вклад, который отвечает полю, уходящему от поверхности проводника. Принимая это во внимание и решая получающееся уравнение, считая что $\mathrm{Re}\kappa_L > 0$, и используя условие непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей, для высокочастотного поля внутри проводника окончательно получаем

$$\begin{gathered} \boldsymbol{E}_h(x,z,t) = \frac{1}{2}\boldsymbol{E}_0(x,z,t)\exp(-i\omega_0 t) + c.c. = \\ = \frac{\omega_0}{\omega_0 + ic\kappa_L}\boldsymbol{E}_L(t)\exp\left(-i\omega_0 t - \kappa_L z - \frac{x^2}{2L^2}\right) + c.c., \\ z > 0, \ \mathrm{Re}\kappa_L > 0. \end{gathered} \tag{1.9}$$

1.2 Низкочастотные ток и низкочастотное поле

Предыдущий раздел посвящен описанию линейного по амплитуде воздействующего поля отклика металла. Вместе с тем, помимо линейного отклика, имеется также и нелинейный, который проявляется как в генерации полей на второй и выше гармониках, так и в генерации низкочастотных полей, характерные частоты которых порядка обратной длительности лазерного импульса. Возбуждение высших гармоник в настоящей диссертации рассматриваться не будет, и дальнейшее изложение будет посвящено изучению генерации низкочастотных полей. Источником низкочастотных полей являются низкочастотные токи, возникающие внутри металла. При нормальном падении лазерного излучения низкочастотные токи в металлах возникают преимущественно за счет двух механизмов. Первый из этих механизмов - это пондеромоторное воздействие на электроны проводимости [14; 17; 19; 26]. Второй механизм генерации - это градиент давления электронов [16; 17; 20]. Этот механизм генерации связан с тем, что при поглощении лазерного излучения происходит неоднородный по пространству нагрев электронов, что, в свою очередь, приводит к возникновению градиента давления электронов. В свою очередь, градиент давления приводит к возникновению низкочастотного движения электронов и, как следствие, к возникновению низкочастотного тока. Генерация низкочастотных полей импульсом сфокусированного лазерного излучения за счет пондеромоторного воздействия исследовалась в работах [73; 74], а за счет градиента давления электронов в работе [75].

Уравнение для низкочастотного тока $\boldsymbol{j}_s(x,z,t) = (j_{sx}(x,z,t),0,\ j_{sz}(x,z,t))$ с учетом пондеромоторного воздействия и градиента давления электронов будет иметь вид [17]

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{j}_s(x,z,t) + \nu_s \boldsymbol{j}_s(x,z,t) = \frac{\omega_p^2}{4\pi e}\bigg[e\boldsymbol{E}_s(x,z,t) - \boldsymbol{\nabla} W(x,z,t) - \\ - \frac{1}{n}\boldsymbol{\nabla}\Delta p(x,z,t)\bigg], \tag{1.10}$$

где $\boldsymbol{E}_s(x,z,t) = (E_{sx}(x,z,t),0,E_{sz}(x,z,t))$ - низкочастотное электрическое поле, ν_s - эффективная частота столкновений электронов в низкочастотном поле, $W(x,z,t)$ - пондеромоторный потенциал, имеющий вид

$$W(x,z,t) = \frac{|e\boldsymbol{E}_0(x,z,t)|^2}{4m\omega_0^2}, \tag{1.11}$$

и $\Delta p(x,z,t)$ - изменение давления электронов, возникающее за счет их нагрева.

Уравнение (1.10) необходимо дополнить также уравнением для $\Delta p = \Delta p(x,z,t)$. Будем рассматривать случай, когда нагрев электронов не слишком велик и выполняется условие $k_B T \ll \varepsilon_F$, где k_B - постоянная Больцмана, T - температура электронов, ε_F - энергия Ферми. В этих условиях для изменения давления электронов можно воспользоваться уравнением [17]

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta p(x,z,t) - \frac{\partial}{\partial z}\frac{v_F^2}{3\nu_s}\frac{\partial}{\partial z}\Delta p(x,z,t) = \frac{2}{3}Q(x,z,t), \tag{1.12}$$

где $Q(x, z, t)$ - удельная поглощаемая мощность и

$$Q(z, x, t) = \frac{\omega_p^2 \nu}{4\pi(\omega_0^2 + \nu^2)} |E_0(x, z, t)|^2. \qquad (1.13)$$

Формула (1.13) может быть получена посредством усреднения $\boldsymbol{j}_h(x, z, t)\boldsymbol{E}_h(x, z, t)$ за период $2\pi/\omega_0$. Уравнение (1.12) не учитывает перенос тепла вдоль поверхности проводника, что возможно, если рассматриваемые времена t удовлетворяют условию $t < L^2\nu_s/v_F^2$. Также данное уравнение не учитывает передачу тепла от электронов к решетке, поскольку она происходит на временных масштабах, больших характерного времени изменения низкочастотных токов и полей. Характерное время передачи энергии от электронов к решетке для типичных металлов ~ 1 пс, а характерные времена изменения низкочастотных токов и полей $\sim 10 - 100$ фс. В качестве граничного условия для уравнения (1.12) выберем условие отсутствие теплового потока на границе металл-вакуум, что эквивалентно условию $\partial \Delta p(x, z, t)/\partial z \Big|_{z=0} = 0$. Также будем считать, что вдали от поверхности металла изменение давления электронов отсутствует, то есть $\Delta p(x, z \to +\infty, t) = 0$.

Перейдем теперь к определению полей, порождаемых током, описываемым выражением (1.10). Для этого вновь воспользуемся системой уравнений Максвелла (1.2) и (1.3). Беря ротор от обеих частей уравнения (1.2), и используя уравнение (1.3) и то, что $\mathrm{div}\boldsymbol{B} = 0$, для низкочастотного магнитного поля $\boldsymbol{B}_s(x, z, t) = (0, B_s(x, z, t), 0)$ внутри проводника получаем следующие уравнения

$$\Delta \boldsymbol{B}_s(x, z, t) - \frac{\varepsilon_0}{c}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\boldsymbol{B}_s(x, z, t) = -\frac{4\pi}{c}\mathrm{rot}\boldsymbol{j}_s(x, z, t), \; z > 0. \qquad (1.14)$$

Для описания низкочастотного поля в вакууме в уравнении (1.14) следует положить $\varepsilon_0 = 1$ и $\boldsymbol{j}_s(x, z, t) = 0$. Для связи магнитного и электрического полей следует воспользоваться уравнением (1.3).

Для решения вышеприведенных уравнений воспользуемся преобразованием Фурье по времени t и координате x. Оно имеет вид

$$\boldsymbol{F}(q, z, \omega) = \int dt dx \exp(i\omega t - iqx)\boldsymbol{F}(x, z, t); \qquad (1.15)$$

$$\boldsymbol{F}(x, z, t) = \int \frac{dt dx}{(2\pi)^2} \exp(-i\omega t + iqx)\boldsymbol{F}(q, z, \omega), \qquad (1.16)$$

где ω и q - это частота и волновой вектор, возникающий после преобразования Фурье. Тогда, выражая фурье-образ низкочастотного тока $\boldsymbol{j}_s(q,z,\omega)$ из уравнения (1.10), из (1.14) для фурье-образа низкочастотного магнитного поля $B_s(q,z,\omega)$ получаем

$$c^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}B_s(q,z,\omega)+\left[\omega^2\varepsilon(\omega)-q^2c^2\right]B_s(q,z,\omega)=0,\ z>0, \tag{1.17}$$

где $\varepsilon(\omega)=-|\varepsilon'(\omega)|+i\varepsilon''(\omega)=\varepsilon_0(\omega)-\omega_p^2/\omega(\omega+i\nu_s)$ - низкочастотная диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon'(\omega)<0$. В свою очередь, из этого уравнения и уравнения (1.3) для фурье-образа тангенциальной компоненты электрического поля $E_{sx}(q,z,\omega)$ имеем

$$\omega\varepsilon(\omega)E_{sx}(q,z,\omega)+ic\frac{\partial}{\partial z}B_s(q,z,\omega)=-\frac{iq\omega_p^2}{e(\omega+i\nu_s)}\Bigg(W(q,z,\omega)+ +\frac{1}{n}\Delta p(q,z,\omega)\Bigg). \tag{1.18}$$

Выражение для фурье-образа пондеромоторного потенциала $W(q,z,\omega)$ может быть получено из формул (1.9), (1.11) и (1.15). Используя их, находим

$$W(q,z,\omega)=\sqrt{\pi}\frac{e^2L}{m}\frac{\omega_p^2}{|\omega_0+i\kappa_Lc|^2}\exp\Bigg(-2\mathrm{Re}\kappa_Lz-\frac{q^2L^2}{4}\Bigg)\times \times\int\limits_{-\infty}^{+\infty}dtE_L^2(t)\exp(i\omega t). \tag{1.19}$$

В свою очередь для нахождения фурье-образа изменения давления $\Delta p(q,z,\omega)$ воспользуемся уравнением (1.12). Из него следует

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}\Delta p(q,z,\omega)=\kappa_T^2\Delta p(q,z,\omega)-\frac{2}{3}Q(q,z,\omega), \tag{1.20}$$

где $\kappa_T^2=-3i\nu_s\omega/v_F^2$, $\mathrm{Re}\kappa_T>0$. С учетом формулы (1.13) и граничного условия при $z=0$, для $\Delta p(x,z,\omega)$, решение этого уравнения имеет вид

$$\Delta p(q,z,\omega)=-\frac{L}{3\sqrt{\pi}}\frac{\omega_p^2}{|\omega_0+i\kappa_Lc|^2}\frac{i\kappa_T^2}{4(\mathrm{Re}\kappa_L)^2-\kappa_T^2}\frac{\nu}{\omega}\exp\Bigg(-\frac{q^2L^2}{4}\Bigg)\times \times\left[\exp(-2\mathrm{Re}\kappa_Lz)-\frac{2\mathrm{Re}\kappa_L}{\kappa_T}\exp(-\kappa_Tz)\right]\int\limits_{-\infty}^{+\infty}dtE_L^2(t)\exp(i\omega t). \tag{1.21}$$

Перейдем теперь к определению низкочастотного поля. Будем интересоваться фурье-образом низкочастотного магнитного поля $B_s(x,z,\omega)$ в вакууме, т.е. при $z<0$. Для этого решим уравнение (1.17) и его аналог в вакууме, а после совершим обратное преобразование Фурье по переменной q. Кроме того, выделим отдельно вклады в $B_s(x,z,\omega)$ от мод поля, для которых $q^2<\omega^2/c^2$ и $q^2>\omega^2/c^2$. Моды с $q^2<\omega^2/c^2$ отвечают полю, уходящему от поверхности металла. В свою очередь моды с $q^2>\omega^2/c^2$ описывают поле, локализованное вблизи поверхности металла. При решении (1.17) внутри проводника оставляем затухающие вглубь него решение, то есть решение $\sim \exp(-\kappa z)$, где $\kappa=\sqrt{q^2-\omega^2\varepsilon(\omega)/c^2}$, а в вакууме либо затухающие по мере удаления от поверхности проводника решение (при $q^2>\omega^2/c^2$), которое $\sim \exp(\kappa_0 z)$, где $\kappa_0=\sqrt{q^2-\omega^2/c^2}$, либо решение $\sim \exp(-ik_0 z)$, описывающее уходящие от поверхности металла поле (при $q^2<\omega^2/c^2$), где $k_0=\mathrm{sign}(\omega)\sqrt{\omega^2/c^2-q^2}$, $\eta(x)$ - функция Хевисайда, $\eta(x)=0$ при $x<0$, $\eta(x)=1$. Теперь, учитывая все сказанное выше, решая (1.17) с учетом условия непрерывности тангенциальных компонент поля на поверхности и используя (1.18),(1.19) и (1.21), получаем

$$B_s(x,z,\omega)=B_s^{(r)}(x,z,\omega)+B_s^{(ev)}(x,z,\omega),\ z<0, \tag{1.22}$$

$$B_s^{(r)}(x,z,\omega)=B_m(\omega)\int\limits_{-|\omega|/c}^{|\omega|/c}\frac{dq}{2\pi}\frac{qL}{\kappa-i\varepsilon(\omega)k_0}\exp\left(iqx-ik_0z-\frac{q^2L^2}{4}\right), \tag{1.23}$$

$$B_s^{(ev)}(x,z,\omega)=B_m(\omega)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{dq}{2\pi}\frac{qL}{\kappa+\varepsilon(\omega)\kappa_0}\exp\left(iqx+\kappa_0z-\frac{q^2L^2}{4}\right)\times \tag{1.24}$$

$$\times\,\eta(q^2c^2-\omega^2),$$

$$B_m(\omega)=\frac{\sqrt{\pi}e}{mc(\omega+i\nu_s)}\frac{\omega_p^2}{|\omega_0+i\kappa_Lc|^2}\left(1+\frac{4}{3}\frac{i\kappa_T}{2\mathrm{Re}\kappa_L+\kappa_T}\frac{\nu}{\omega}\right)\times$$

$$\times\int\limits_{-\infty}^{+\infty}dtE_L^2(t)\exp(i\omega t). \tag{1.25}$$

Функции $B^{(r)}(x,z,\omega)$ и $B^{(ev)}(x,z,\omega)$ описывают фурье-образы магнитного поля, которое удаляется от поверхности или локализовано у нее соответственно. Первое слагаемое в скобках в формуле (1.25) отвечает вкладу от пондеромоторного воздействия, а второе от градиента давления электронов. Дальнейшее изложение будет посвящено анализу выражений (1.22)-(1.25)

1.3 Низкочастотные поля в случае малой диссипации энергии

Перейдем к анализу формул (1.22)-(1.25), полученных в предыдущем разделе. Поскольку $\varepsilon(\omega) = \varepsilon^*(-\omega)$, то для $B(x, z, \omega)$ имеет место соотношение $B(x, z, \omega) = B^*(x, z, -\omega)$, которое позволяет ограничиться анализом формул (1.23) и (1.24) при $\omega > 0$. Кроме того, $B(-x, z, \omega) = -B(x, z, \omega)$. Это позволяет ограничиться рассмотрением выражений (1.23), (1.24) в области $x > 0$. Также ограничимся анализом выражений (1.23), (1.24) в волновой зоне, когда $x \gg l$, где $l = \max(c/\omega,\ \omega L^2/c)$. Рассмотрим сначала случай малой диссипации энергии низкочастотного поля, когда на характерных частотах выполняется условие $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$. Анализ формул (1.22)-(1.25) для этого случая проведен в работах [73; 74].

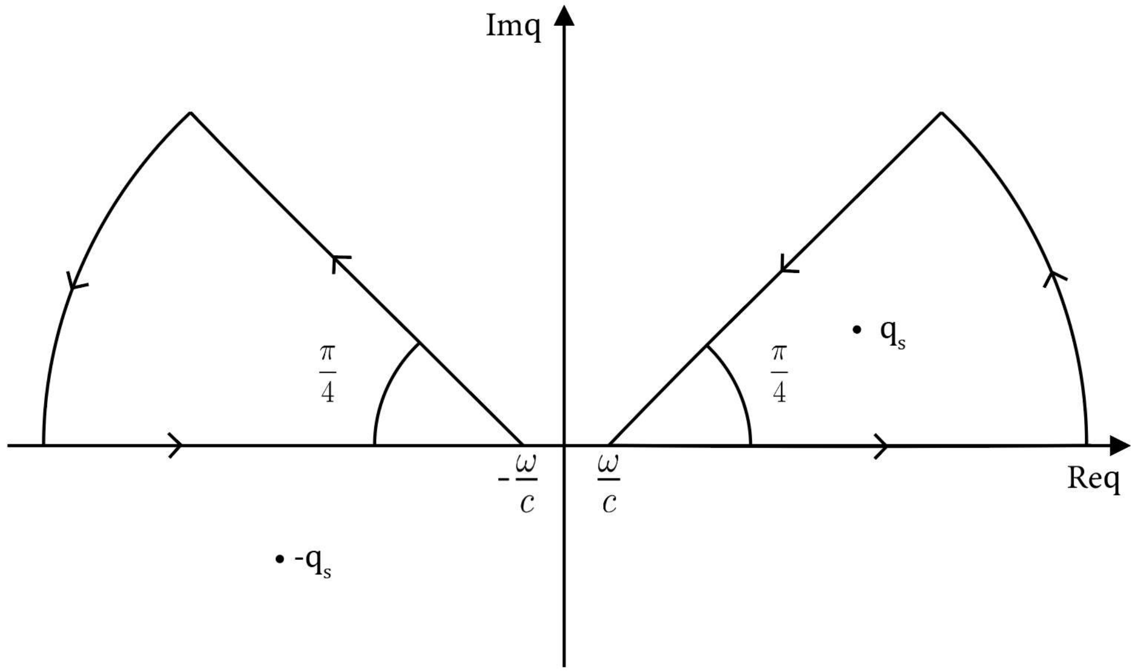


Рис. 1.2: Контур интегрирования в комплексной плоскости переменной q.

Итак, рассмотрим сначала локализованные вблизи поверхности моды, описываемые выражением (1.24). Для вычисления интеграла в формуле (1.24) выберем контур интегрирования в комплексной плоскости переменной q, как представлено на Рис. 1.2. Поскольку $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$, то внутри контура интегрирования имеется полюс в точке

$$q_s = \frac{\omega}{c}\sqrt{1 - \frac{1}{1+\varepsilon(\omega)}}. \tag{1.26}$$

Поскольку $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$, то приближенно

$$q_s \approx \frac{\omega}{c}\left(1 + \frac{1}{2|\varepsilon'(\omega)|} + \frac{i\varepsilon''(\omega)}{2\varepsilon'(\omega)^2}\right). \tag{1.27}$$

В свою очередь, вклад от вычета в этой точке имеет вид [13; 14]

$$B_{sw}(x,z,\omega) \approx \frac{\omega}{c}\frac{iL}{|\varepsilon'(\omega)|^{3/2}}B_m(\omega)\exp\left[iq_s x + \frac{\omega}{c}\frac{z}{\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}} - \frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right], \tag{1.28}$$

$$x \gg l,\ z < 0.$$

Выражение (1.28) отвечает поверхностной волне. Поверхностная волна представляет собой локализованное у поверхности металла поле, распространяющееся вдоль границы раздела металла и диэлектрика (см. подробнее монографии [81; 82] и цитируемые в них работы).

Помимо вклада от вычета, имеется вклад в локализованные у поверхности моды поля, который возникает от интегрирования вдоль лучей, направленных под углом $\pi/4$ к оси ox (см. Рис. 2). Как будет обсуждено в дальнейшем, этот вклад отвечает локализованным вблизи поверхности модам так называемой квазицилиндрической волны, для которых $q^2 > \omega^2/c^2$. В волновой зоне этот вклад описывается выражением

$$B^{(ev)}_{qcw}(x,z,\omega) \approx \frac{1}{2\pi}\frac{\omega}{c}\frac{L}{|\varepsilon'(\omega)|}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\left[-J_+(x,z)\exp\left(i\frac{\omega}{c}x\right)+\right.$$

$$\left. + J_-(x,z)\exp\left(-i\frac{\omega}{c}x\right)\right],\ x \gg l,\ z < 0, \tag{1.29}$$

где

$$J_\pm(x,z) = e^{\pm i\pi/4}\int\limits_0^{+\infty} dp\left\{\sqrt{2p}e^{\pm i\pi/8} - \frac{1}{\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}}\right\}^{-1}\times$$

$$\times\exp\left(\pm i\frac{\omega}{c}xpe^{\pm i\pi/4} + \frac{\omega}{c}ze^{\pm i\pi/8}\sqrt{2p}\right). \tag{1.30}$$

Вычислим $J_\pm(x,z)$ в различных областях. Проведем сначала вычисления вблизи поверхности, когда. $|z| \ll \sqrt{cx/2\omega}$. В этом случае можно приближенно положить $z = 0$ и для $J_{\pm}(x, z)$ получаем

$$J_{\pm}(x,0) \simeq e^{\pm i\pi/4} \int\limits_0^{+\infty} dp \Big\{ \sqrt{2p} e^{\pm i\pi/8} - \frac{1}{\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}} \Big\}^{-1} \exp\Big(\pm i \frac{\omega x}{c} p e^{\pm i\pi/4} \Big), \quad (1.31)$$

$$x \gg l.$$

Рассмотрим две области. Первая область $l \ll x \ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega$. В этой области можно пренебречь слагаемым в знаменателе, содержащим диэлектрическую проницаемость, и тогда для $J_{\pm}(x, z)$ получаем

$$J_{\pm}(x,0) \simeq e^{\pm i\pi/8} \int\limits_0^{+\infty} dp \frac{1}{\sqrt{2p}} \exp\Big(\pm i \frac{\omega x}{c} p e^{\pm i\pi/4} \Big) = e^{\pm i\pi/4} \sqrt{\frac{\pi c}{2\omega x}}, \quad (1.32)$$

$$l \ll x \ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega.$$

Теперь, подставляя (1.32), в формулу (1.29), находим

$$B_{qcw}^{(ev)}(x,z,\omega) \approx -\sqrt{\frac{1}{2\pi}} \frac{iL}{|\varepsilon'(\omega)|} \sqrt{\frac{\omega}{cx}} B_m(\omega) \exp\Big(-\frac{\omega^2 L^2}{4c^2} \Big) \sin\Big(\frac{\omega}{c} x + \frac{\pi}{4} \Big), \quad (1.33)$$

$$l \ll x \ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega, \ |z| \ll \sqrt{cx/2\omega}.$$

На больших расстояниях вдоль поверхности, когда $x \gg 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega$, слагаемое, содержащее p в знаменателе подынтегрального выражения в (1.31), в области сходимости интеграла по p, мало. С учетом этого, разлагая знаменатель в ряд, приближенно имеем

$$J_{\pm}(x,0) \simeq -e^{\pm i\pi/4} \sqrt{|\varepsilon'(\omega)|} \int\limits_0^{+\infty} dp \exp\big(\pm i \frac{\omega x}{c} p e^{\pm i\pi/4} \big) \big(1 + \sqrt{2p|\varepsilon'(\omega)|} e^{\pm i\pi/8} \big) =$$

$$= \mp i \sqrt{|\varepsilon'(\omega)|} \frac{c}{\omega x} \Bigg(1 + e^{\pm i\pi/4} \sqrt{\frac{\pi |\varepsilon'(\omega)| c}{2\omega x}} \Bigg), \quad (1.34)$$

$$x \gg 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega.$$

Подставляя теперь этот результат в формулу (1.29), получаем

$$B_{qcw}^{(ev)}(x,z,\omega) \approx \frac{iL}{\pi x \sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}} B_m(\omega) \exp\Big(-\frac{\omega^2 L^2}{4c^2} \Big) \times$$

$$\times\left[\cos\left(\frac{\omega}{c}x\right)+i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{\frac{c|\varepsilon'(\omega)|}{\omega x}}\cos\left(\frac{\omega}{c}x+\frac{\pi}{4}\right)\right], \tag{1.35}$$
$$x\gg 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega,\ |z|\ll\sqrt{cx/2\omega}.$$

Отметим, что главное слагаемое в формуле (1.35) вдали от фокального пятна убывает $\sim 1/x$. Этот результат соответствует полученному в работе ([83]), в которой рассматривались локализованные моды поля, порождаемого линейным источником на поверхности металла. При написании выражения (1.35) удержана поправка по параметру $\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|c/\omega x}$. Как будет показано далее, эта поправка важна при вычислении суммарного поля вблизи поверхности.

Получим теперь выражения для $B^{(ev)}_{qcw}(x,z,\omega)$ вдали от поверхности образца, когда $|z|\gg\sqrt{cx/2\omega}$. В этой области можно пренебречь зависимостью $J_\pm(x,z)$ от x. Вдали от поверхности возможны два случая: $\sqrt{cx/2\omega}\ll|z|\ll\sqrt{|\varepsilon'|}c/\omega$ и $|z|\gg\max(\sqrt{cx/2\omega},\sqrt{|\varepsilon'|}c/\omega)$. Первый случай реализуется только при $l\ll x\ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega$. Пренебрегая зависимостью от x и оставляя в знаменателе подынтегрального выражения в формуле (1.31) только слагаемое с $\sqrt{2p}$, для $J_\pm(x,z)$ имеем

$$J_\pm(x,z)\simeq e^{\pm i\pi/8}\int\limits_0^{+\infty}dp\frac{\exp\left(\dfrac{\omega z}{c}e^{\pm i\pi/8}\sqrt{2p}\right)}{\sqrt{2p}}=-\frac{c}{\omega z}, \tag{1.36}$$

$$l\ll x\ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega,\ \sqrt{cx/2\omega}\ll|z|\ll\sqrt{|\varepsilon'|}c/\omega.$$

Подстановка этого выражения в формулу (1.29) дает

$$B^{(ev)}_{qcw}(x,z,\omega)\simeq\frac{i}{\pi z}\frac{L}{|\varepsilon'(\omega)|}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}x\right), \tag{1.37}$$
$$l\ll x\ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega,\ \sqrt{cx/2\omega}\ll|z|\ll\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}c/\omega.$$

Второй случай реализуется при $x\gg l$ и достаточно далеко от поверхности, когда $|z|\gg\max(\sqrt{cx/2\omega},\ \sqrt{|\varepsilon'|}c/\omega)$. В этом случае, в знаменателе подынтегрального выражения (1.31) достаточно оставить только второе слагаемое. При этом получаем

$$J_\pm(x,z)\simeq -e^{\pm i\pi/4}\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}\int\limits_0^{+\infty}dp\exp\big(\frac{\omega z}{c}e^{\pm i\pi/8}\sqrt{2p}\big)=-\frac{\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}c^2}{\omega^2z^2}, \tag{1.38}$$

$$x\gg l,\ |z|\gg\max(\sqrt{cx/2\omega},\ \sqrt{|\varepsilon'|}c/\omega).$$

Соответственно для $B_{qcw}^{(ev)}(x,z,\omega)$ имеем

$$B_{qcw}^{(ev)}(x,z,\omega) \simeq \frac{ic}{\pi\omega z^2}\frac{L}{\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}x\right), \tag{1.39}$$

$$x \gg l,\ |z| \gg \max(\sqrt{cx/2\omega},\ \sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}c/\omega).$$

Рассмотрим теперь выражение (1.23), описывающее уходящие от поверхности моды поля. Вблизи поверхности, когда $|z| \ll \min(\sqrt{cx/2\omega},\ \sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}c/\omega)$ имеется две области. Первая из них $l \ll x \ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega$. В этой области из выражения (1.23) имеем

$$B_{qcw}^{(r)}(x,z,\omega) = -\frac{1}{2\pi}\frac{\omega}{c}\frac{iL}{|\varepsilon'(\omega)|}B_m(\omega)\int\limits_{-1}^{1}dp\frac{p}{\sqrt{1-p^2}}\exp\left(i\frac{\omega}{c}xp-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}p^2\right)\approx$$

$$\approx -\frac{L}{\sqrt{2\pi}|\varepsilon'(\omega)|}\sqrt{\frac{\omega}{cx}}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}x+\frac{\pi}{4}\right), \tag{1.40}$$

$$l \ll x \ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega,\ |z| \ll \sqrt{cx/2\omega}.$$

В свою очередь, в области $x \gg 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega$ имеем

$$B_{qcw}^{(r)}(x,z,\omega) \approx \frac{i}{\pi}\frac{\omega}{c}\frac{L}{\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}}B_m(\omega)\int\limits_{0}^{1}dp\, p(1-i\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}p)\times$$

$$\times\sin\left(\frac{\omega}{c}x\sqrt{1-p^2}\right)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}p^2\right)\approx \tag{1.41}$$

$$\approx -\frac{iL}{\pi x\sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\left[\cos\left(\frac{\omega}{c}x\right)-i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{\frac{c|\varepsilon'(\omega)|}{\omega x}}\sin\left(\frac{\omega}{c}x+\frac{\pi}{4}\right)\right],$$

$$x \gg 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega,\ |z| \ll \sqrt{|\varepsilon'(\omega)|}c/\omega.$$

Наконец, вдали от поверхности, используя метод стационарной фазы при вычислении интеграла в формуле (1.24), получаем известный результат (см. [14]). Согласно работе [14], вдали от поверхности уходящие от поверхности моды поля описываются выражением

$$B_{qcw}^{(r)}(r,\theta) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{L\sin\theta|\cos\theta|}{\varepsilon(\omega)|\cos\theta|+i\sqrt{-\varepsilon(\omega)}}\sqrt{\frac{\omega}{cr}}B_m(\omega)\times$$

$$\times \exp\left(i\frac{\omega}{c}r - \frac{\omega^2 L^2}{4c^2}\sin^2\theta + i\frac{\pi}{4}\right), \tag{1.42}$$

$$r = \sqrt{x^2+z^2} \gg l,\ |z| \gg \min(\sqrt{cx/2\omega}, \sqrt{|\varepsilon(\omega)|c/\omega}),$$

где θ - угол между положительным направлением оси z и направлением наблюдения. При $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$ в (1.42) можно считать $\varepsilon(\omega) \approx -|\varepsilon'(\omega)|$.

1.4 Низкочастотные поля в случае большой диссипации энергии

В предыдущем разделе рассмотрен случай малой диссипации энергии низкочастотного поля, когда $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$. В этом разделе рассмотрим обратный случай, когда $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$. Анализ формул (1.22)-(1.25) для этого случая представлен в работе [75]. Обсудим сначала локализованные вблизи поверхности моды поля (1.24). Метод интегрирования, предложенный в предыдущем разделе, не подходит, поскольку при $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$ полюс q_s будет лежать вне контура интегрирования, приведенного на Рис. 2. Поэтому вычислим интеграл в (1.24) напрямую. Для этого перепишем его в виде

$$B^{(ev)}(x,z,\omega) \simeq -\frac{1}{2\pi}\frac{L}{\varepsilon''(\omega)}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\frac{\partial}{\partial x}\left[I_+(x,z)\exp\left(i\frac{\omega}{c}x\right)+\right.$$

$$\left. + I_-(x,z)\exp\left(-i\frac{\omega}{c}x\right)\right], \tag{1.43}$$

$$x \gg l,$$

где $I_\pm(x)$ имеет вид

$$I_\pm(x,z) = \int\limits_0^{+\infty} dp\left\{\sqrt{2p} - \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{\varepsilon''(\omega)}}\right\}^{-1}\exp\left(\pm i\frac{\omega}{c}xp + \frac{\omega}{c}z\sqrt{2p}\right). \tag{1.44}$$

При $|z| \ll \sqrt{cx/2\omega}$ можно приближенно положить $z=0$. Тогда вычисление интегралов (1.44) дает

$$I_+(x,0) = \sqrt{\frac{\pi c}{2x\omega}}e^{i\pi/4} - \frac{e^{i\pi/4}}{2\sqrt{\varepsilon''(\omega)}}\exp\left(-\frac{\omega x}{2\varepsilon''(\omega)c}\right)\times$$

$$\times\left[-\frac{5i\pi}{2} + \mathrm{Ci}\left(i\frac{\omega x}{2\varepsilon''(\omega)c}\right) - i\mathrm{Si}\left(i\frac{\omega x}{2\varepsilon''(\omega)c}\right) + \pi\mathrm{Erfi}\left(\sqrt{\frac{\omega x}{2\varepsilon''(\omega)c}}\right)\right], \tag{1.45}$$

$$I_-(x,0)=\sqrt{\frac{\pi c}{2x\omega}}e^{i\pi/4}-\frac{e^{i\pi/4}}{2\sqrt{\varepsilon''(\omega)}}\exp\left(-\frac{\omega x}{2\varepsilon''(\omega)c}\right)\times$$
$$\times\left[-\frac{3i\pi}{2}+\mathrm{Ci}\left(i\frac{\omega x}{2\varepsilon''(\omega)c}\right)-i\mathrm{Si}\left(i\frac{\omega x}{2\varepsilon''(\omega)c}\right)+i\pi\mathrm{Erf}\left(\sqrt{\frac{\omega x}{2\varepsilon''(\omega)c}}\right)\right]. \quad (1.46)$$

где $\mathrm{Erf}(x)$ - функция ошибок, $\mathrm{Erfi}(x)$ - комплексная функция ошибок, $\mathrm{Ci}(x)$ и $\mathrm{Si}(x)$ - интегральные косинус и синус соответственно. Из формул (1.45) и (1.46) следует, что возможно два случая. Первый отвечает случаю, когда $l \ll x \ll 2\varepsilon''(\omega)c/\omega$. Для таких x, удерживая главные члены разложения специальных функций в (1.45) и (1.46) по параметру $\omega x/2\varepsilon''(\omega)c$, находим

$$I_+(x,0)=\sqrt{\frac{\pi c}{2x\omega}}e^{i\pi/4}+\frac{2\pi i}{\sqrt{\varepsilon''(\omega)}}e^{i\pi/4},\ l\ll x\ll 2\varepsilon''(\omega)c/\omega, \quad (1.47)$$

$$I_-(x,0)=\sqrt{\frac{\pi c}{2x\omega}}e^{-i\pi/4},\ l\ll x\ll 2\varepsilon''(\omega)c/\omega. \quad (1.48)$$

Из этих формул, а также формулы (1.43), следует, что, как и в случае $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$ вблизи поверхности металла вклад в локализованные моды дает низкочастотная поверхностная волна и квазицилиндрическая волна. Локализованные моды квазицилиндрической волны будут иметь вид

$$B^{(ev)}_{qcw}(x,z,\omega)\simeq\sqrt{\frac{1}{2\pi}}\frac{L}{\varepsilon''(\omega)}\sqrt{\frac{\omega}{cx}}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}x+\frac{\pi}{4}\right), \quad (1.49)$$
$$l\ll x\ll 2\varepsilon''(\omega)c/\omega,\ |z|\ll\sqrt{cx/2\omega}.$$

а поле низкочастотной поверхностной волны вблизи поверхности

$$B_{sw}(x,0,\omega)=-\frac{iL}{(\varepsilon''(\omega))^{3/2}}\frac{\omega}{c}B_m(\omega)\exp\left[i\frac{\omega}{c}x-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}+i\frac{\pi}{4}\right], \quad (1.50)$$
$$l\ll x\ll 2\varepsilon''(\omega)c/\omega.$$

Отметим, что выражение получено при условии $|z| \ll \sqrt{\varepsilon''(\omega)}c/\omega$. Однако область его применимости несколько больше, и оно остается применимым вплоть до расстояний от поверхности $|z| \sim \sqrt{\varepsilon''(\omega)}c/\omega$, когда становится существенным затухание поверхностной волны (см., например, [81; 82]).

Теперь, на больших расстояниях вдоль поверхности металла от фокального пятна, когда $x \gg 2\varepsilon''(\omega)c/\omega$, используя асимптотическое разложение функций в выражениях (1.45) и (1.46), приближенно получаем

$$I_{\pm}(x,0) = \mp e^{i\pi/4}\frac{\sqrt{\varepsilon''(\omega)c}}{\omega x}\left(1 + e^{-i\pi(1\pm1)/4}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{\frac{\varepsilon''(\omega)c}{\omega x}}\right), \tag{1.51}$$

$$x \gg 2\varepsilon''(\omega)c/\omega.$$

Из этого выражения следует, что при столь больших x вклад от поверхностной волны отсутствует. Он является экспоненциально малым в этой области (см. закон дисперсии (1.26) и формулу (1.28)). В свою очередь из (1.51) и (1.43) для локализованных мод квазицилиндрической волны имеем

$$B_{qcw}^{(ev)}(x,z,\omega) \simeq -\frac{iLe^{i\pi/4}}{\pi x\sqrt{\varepsilon''(\omega)}}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\left[\cos\left(\frac{\omega}{c}x\right)+\right.$$

$$\left.+\,e^{-i\pi/4}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{\frac{\varepsilon''(\omega)c}{\omega x}}\cos\left(\frac{\omega}{c}x+\frac{\pi}{4}\right)\right], \tag{1.52}$$

$$x \gg 2\varepsilon''(\omega)c/\omega,\ |z| \ll \sqrt{cx/2\omega}.$$

Вдали от поверхности металла при $|z| \gg \sqrt{cx/2\omega}$ вычисления для $I_{\pm}(x,z)$ аналогичны вычислениям для $J_{\pm}(x,z)$ (1.36) и (1.38) и дают для поля выражения

$$B_{qcw}^{(ev)}(x,z,\omega) \simeq -\frac{1}{\pi z}\frac{L}{\varepsilon''(\omega)}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}x\right), \tag{1.53}$$

$$l \ll x \ll 2\varepsilon''(\omega)c/\omega,\ \sqrt{cx/2\omega} \ll |z| \ll \sqrt{\varepsilon''(\omega)}c/\omega,$$

$$B_{qcw}^{(ev)}(x,z,\omega) \simeq \frac{e^{3i\pi/4}c}{\pi\omega z^2}\frac{L}{\sqrt{\varepsilon''(\omega)}}B_m(\omega)\exp\left(-\frac{\omega^2L^2}{4c^2}\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}x\right), \tag{1.54}$$

$$x \gg l,\ |z| \gg \max(\sqrt{cx/2\omega},\ \sqrt{\varepsilon''(\omega)}c/\omega).$$

То же самое касается и уходящих от поверхности мод. Вблизи поверхности выражения для них в случае $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$ могут быть получены из формул (1.40) и (1.41) заменой в них $|\varepsilon'(\omega)|$ на $-i\varepsilon''(\omega)$. Вдали от поверхности справедлива формула (1.42), в которой можно приближенно считать $\varepsilon(\omega) \approx i\varepsilon''(\omega)$.

1.5 Обсуждение и краткие итоги

Обсудим полученные в предыдущих двух разделах выражения для фурье-образа низкочастотного магнитного поля. Независимо от соотношения между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости на характерных частотах низкочастотных полей имеются два вклада в низкочастотное поле. Первый из них отвечает полю низкочастотной поверхностной волны. Из формул (1.28) и (1.50) следует, что в общем виде этот вклад можно описывать выражением

$$B_{sw}(x,z,\omega) = \frac{\omega}{c}\frac{iL}{(-\varepsilon(\omega))^{3/2}}B_m(\omega)\exp\left[iq_s x + \frac{\omega}{c}\frac{z}{\sqrt{-\varepsilon(\omega)}} - \frac{\omega^2 L^2}{4c^2}\right], \qquad (1.55)$$

$$x \gg l,$$

где q_s определяется формулой (1.26).

Локализованные моды второго вклада в низкочастотное поле вблизи поверхности описываются выражениями (1.33) и (1.35) в случае малой диссипации энергии, а в случае большой - выражениями (1.49) и (1.52). В свою очередь, уходящие от поверхности проводника моды этого поля описываются вблизи поверхности металла формулами (1.40) и (1.41) при $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$, и их аналогами, при $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$. Складывая вклады от локализованных мод и мод, уходящих от поверхности, в соответствующих областях и обобщая полученные формулы для произвольного соотношения между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости, получаем

$$B_{qcw}(x,z,\omega) \approx \sqrt{\frac{1}{2\pi}}\frac{L}{\varepsilon(\omega)}\sqrt{\frac{\omega}{cx}}B_m(\omega)\exp\left(i\frac{\omega}{c}x - \frac{\omega^2 L^2}{4c^2} + i\frac{\pi}{4}\right), \qquad (1.56)$$

$$l \ll x \ll 2|\varepsilon(\omega)|c/\omega,\ |z| \ll \sqrt{cx/2\omega};$$

$$B_{qcw}(x,z,\omega) \approx \frac{iL}{\sqrt{2\pi}x}\sqrt{\frac{c}{\omega x}}B_m(\omega)\exp\left(i\frac{\omega}{c}x - \frac{\omega^2 L^2}{4c^2} + i\frac{\pi}{4}\right), \qquad (1.57)$$

$$x \gg 2|\varepsilon(\omega)|c/\omega,\ |z| \ll \sqrt{|\varepsilon(\omega)|}c/\omega.$$

Данные выражения описывают волну, распространяющуюся в положительном направлении оси ox. Согласно формуле (1.56) около поверхности фурье-образ поля, описываемый ими, в области $x \ll |\varepsilon(\omega)|c/\omega$ убывает $\sim 1/\sqrt{x}$. Такой закон убывания фурье-образа поля вдоль поверхности проводника совпадает с законом убывания амплитуды поля квазицилиндрической волны, установленным в работах [30; 31; 33; 34; 36—38; 40], посвященных изучению дифракции электромагнитного излучения оптического диапазона частот на тонкой щели в металле. В свою очередь, согласно (1.57) в области $x \gg |\varepsilon(\omega)|c/\omega$ фурье-образ поля квазицилиндрической волны убывает $\sim 1/x^{3/2}$, что совпадает с асимптотическим законом убывания квазицилиндрической волны, установленным в работе [36]. В связи с этим, поле, описываемое данными выражениями, представляет собой поле квазицилиндрической волны.

Выражения (1.56) и (1.57) описывают фурье-образ магнитного поля квазицилиндрической волны около поверхности, когда $|z| \ll \min(\sqrt{cx/2\omega}, \sqrt{|\varepsilon(\omega)|}c/\omega)$. На больших расстояниях от поверхности проводника, сравнения локализованных (формулы (1.37), (1.39), (1.53) и (1.54)) и уходящих от поверхности мод (формула (1.42), с учетом неравенства $|\varepsilon(\omega) \gg 1$, показывает, что на расстояниях $|z| \gg \min(\sqrt{cx/2\omega}, \sqrt{|\varepsilon(\omega)|}c/\omega)$ вклад от локализованных мод мал, и фурье-образ магнитного поля квазицилиндрической волны в данной области описывается выражением (1.42). На расстояниях $z \sim \min(\sqrt{cx/2\omega}, \sqrt{|\varepsilon(\omega)|}c/\omega)$ выражение (1.42) сшивается с выражениями (1.56) и (1.57), что позволяет говорить о достаточно полном описании фурье-образа магнитного поля квазицилиндрической волны на всех расстояниях от поверхности проводника. Отметим, также, что фазовая и групповая скорость волн, описываемых выражениями (1.42), (1.56) и (1.57) одинаковы и равны c, что отвечает полю излучения. Тем не менее следует обратить внимание на то, что вблизи поверхности образца, вклад в поле квазицилиндрической волны возникает как за счет уходящих от поверхности мод, так и за счет мод, локализованных у поверхности. Вдали от поверхности фурье-образ поля квазицилиндрической волны определяется модами поля, уходящими от поверхности проводника.

В заключение, кратко подведем итоги главы. В настоящей главе приведена теория генерации низкочастотных электромагнитных полей коротким импульсом лазерного излучения, сфокусированного в узкую полосу. Дано описание высокочастотных полей и токов, возникающих в металле. Используя полученные выражения для них, далее получено уравнение для низкочастотного магнитного поля, возникающего за счет пондеромоторного воздействия на электроны и из-за неоднородного нагрева электронов, приводящего к возникновению градиента их давления. После чего были получены интегральные выражения для фурье-образов локализованных и уходящих от поверхности мод низкочастотного магнитного поля. Проведен подробный анализ этих выражений в различных областях пространства, а также для различного соотношения между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости на характерных частотах низкочастотных полей. Из этого анализа следует, что низкочастотное электромагнитное поле состоит из поля поверхностной волны и поля излучения, имеющего вид квазицилиндрической волны. Записаны общие выражения, описывающие структуру этих полей. Результаты настоящей главы будут далее использованы для обсуждения конкуренции между полями поверхностной и квазицилиндрической волн, их пространственно-временной структуры и их других физических свойств.

Глава 2. Низкочастотная поверхностная волна и поле низкочастотного излучения

Настоящая глава посвящена обсуждению особенностей генерации полей низкочастотных поверхностных и квазицилиндрических волн. В **разделе 2.1** проведено сравнение между собой фурье-образов низкочастотных полей в различных областях пространства. Показано, что если за время воздействия лазерного импульса в поле низкочастотного излучения происходит мало электронных столкновений, то вблизи поверхности имеется область, в которой поверхностная волна является доминирующей. В **разделе 2.2** приведены формы генерируемых импульсов полей поверхностной и квазицилиндрических волн, в случае воздействия короткого лазерного импульса на мишень из меди, когда частоты столкновений в высоко- и низкочастотных полях различаются слабо. Продемонстрированы отличия в форме импульсов низкочастотных полей, позволяющие их различить в эксперименте. Случай сильного отличия частот столкновений электронов рассмотрен в **разделе 2.3**. Показано, что в таких условиях возможно более эффективное возбуждение поверхностной волны. Наконец, в разделе **разделе 2.4** подробно рассмотрены физические характеристики поля низкочастотного излучения. Изучено распределение энергии квазицилиндрической волны по углам и частотам, а также полной энергии при различной ширине полосы фокусировки. Краткие итоги главы приведены в **разделе 5.5**.

2.1 Конкуренция между низкочастотными полями и структура суммарного низкочастотного поля

В предыдущей главе показано, что суммарное низкочастотное поле, возникающее при воздействии сфокусированного лазерного излучения на металл, состоит из поля поверхностной волны и поля излучения, имеющего вид квазицилиндрической волны. В связи с этим естественным образом возникает вопрос о конкуренции между этими двумя вкладами в низкочастотное поле, а также о том, как устроено суммарное низкочастотное поле. Изучению этих вопросов посвящен этот раздел и работы [73—75].

Конкуренция между полями поверхностной и квазицилиндрической волны и структура суммарного поля будет несколько отличаться для случаев малой и большой диссипации энергии низкочастотного поля. Обсудим сначала случай, когда на характерных частотах низкочастотных полей $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$. Обсудим сначала, как устроен фурье-образ низкочастотного поля вблизи поверхности металла. Для этого сравним выражение (1.55), описывающее поле поверхностной волны с выражениями (1.56) и (1.57), описывающими поле квазицилиндрической волны вблизи поверхности металла. В области $l \ll x \ll 2|\varepsilon(\omega)|c/\omega$ квазицилиндрическая волна описывается выражением (1.56). Из сравнения (1.55) и (1.56) следует, что в этой области значений x, главным является фурье-образ поля квазицилиндрической волны, который превосходит фурье-образ поверхностной волны в $\sqrt{|\varepsilon(\omega)|c/\omega x}$ раз. Далее, в области $2|\varepsilon(\omega)|c/\omega \ll x \ll (2|\varepsilon(\omega)|^2/\varepsilon''(\omega))c/\omega$, доминирует фурье-образ поля поверхностной волны, амплитуда которого почти такая же, как в области $l \ll x \ll 2|\varepsilon'(\omega)|c/\omega$, а амплитуда фурье-образа поля квазицилиндрической волны продолжает убывать $\sim 1/x^{3/2}$. При этом амплитуда поля поверхностной волны больше амплитуды поля квазицилиндрической волны в $\sim (x\omega/c|\varepsilon(\omega)|)^{3/2}$ раз. Этот вывод согласуется с результатом работ [36; 84], где при рассмотрении поля, возникающего при дифракции излучения на щели проводника, показано, что квазицилиндрическая волна доминирует в области $x \lesssim |\varepsilon(\omega)|\lambda$, где λ - длина волны излучения. На расстояниях $x \gg (2|\varepsilon(\omega)|^2/\varepsilon''(\omega))\lambda$ фурье-образ поля поверхностной волны экспоненциально быстро затухает, и вновь главным становится фурье-образ поля квазицилиндрической волны, который описывается выражением (1.57).

Вдали от поверхности, когда выполнено условие $|z| \gg \min(\sqrt{cx/2\omega}, \sqrt{|\varepsilon(\omega)|}c/\omega)$, фурье-образ квазицилиндрической волны описывается выражением (1.42). Сравнение этого выражения с выражением для поля поверхностной волны (1.55) показывает, что в области $|z| \gg \min(\sqrt{cx/2\omega}, \sqrt{|\varepsilon(\omega)|}c/\omega)$ главным является фурье-образ поля квазицилиндрической волны. Таким образом при независимости от x, на достаточно больших расстояниях от поверхности поле поверхностной волны оказывается мало на фоне поля квазицилиндрической волны. Описанные выше закономерности изменения фурье-образа низкочастотного магнитного поля наглядно иллюстрирует Рис. 2.1. На Рис. 2.1 в двух областях пространства под сплошной кривой, кроме области больших x, магнитное поле определяется суммой квази-

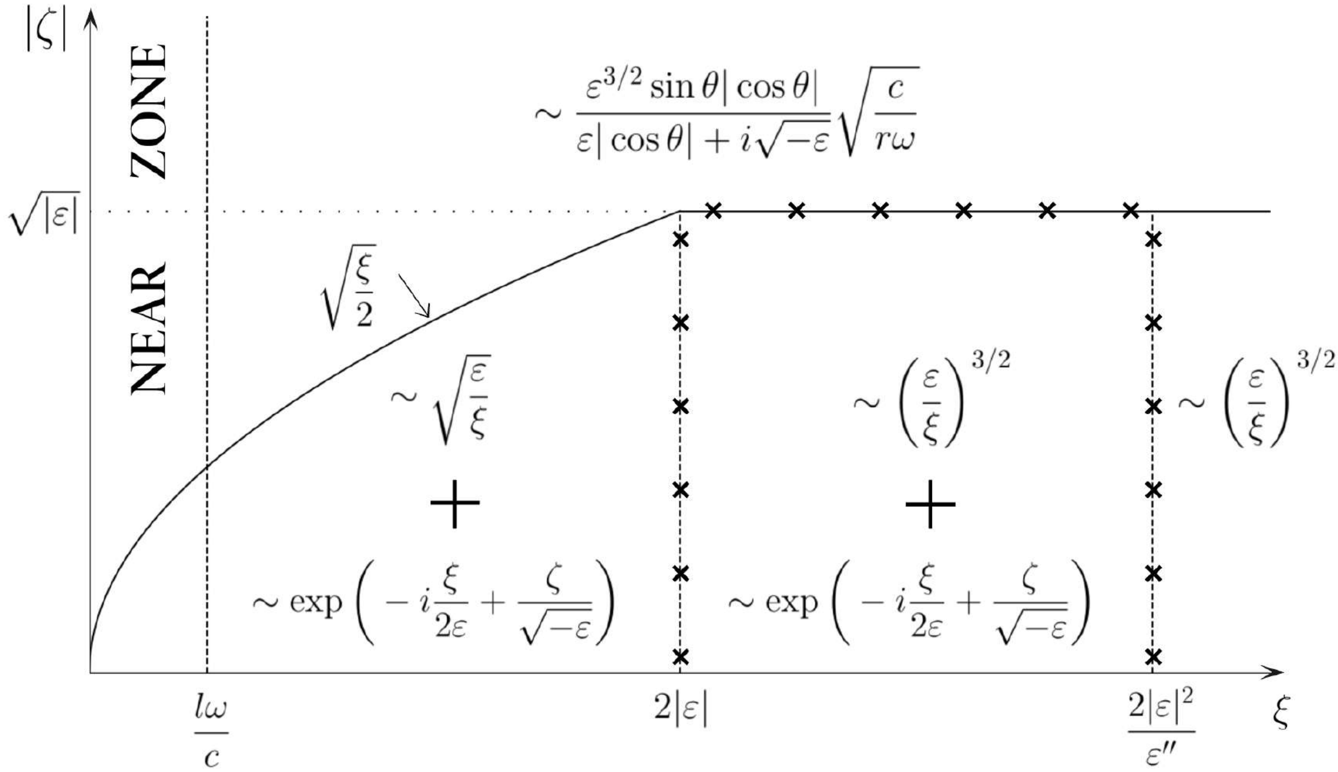


Рис. 2.1: Суммарный фурье-образ низкочастотного магнитного поля в различных областях пространства при $|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega)$. Здесь $\xi = \omega x/c$, $\zeta = \omega z/c$. Крестами помечена область, в которой доминирует поле поверхностной волны.

цилиндрической и поверхностной волн. Над сплошной кривой главным является поле квазицилиндрической волны.

Обсудим теперь, что изменится в случае большой диссипации энергии низкочастотного поля. При $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$ вдали от поверхности, когда $|z| \gg \min(\sqrt{cx/2\omega},\ \sqrt{|\varepsilon(\omega)|}c/\omega)$ ситуация аналогична случаю малой диссипации. При таких z главным является поле квазицилиндрической волны. Аналогичная ситуация будет иметь место и вблизи поверхности в области $l \ll x \ll 2|\varepsilon(\omega)|c/\omega$. Однако при больших значениях x ситуация будет отлична от случая малой диссипации. При $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$ в области $x \gg 2|\varepsilon(\omega)|c/\omega$ фурье-образ магнитного поля поверхностной волны оказывается экспоненциально мал. Поэтому в этой области оказывается главным поле квазицилиндрической волны, описываемое формулой (1.57). Таким образом при $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$ область доминирования поверхност-

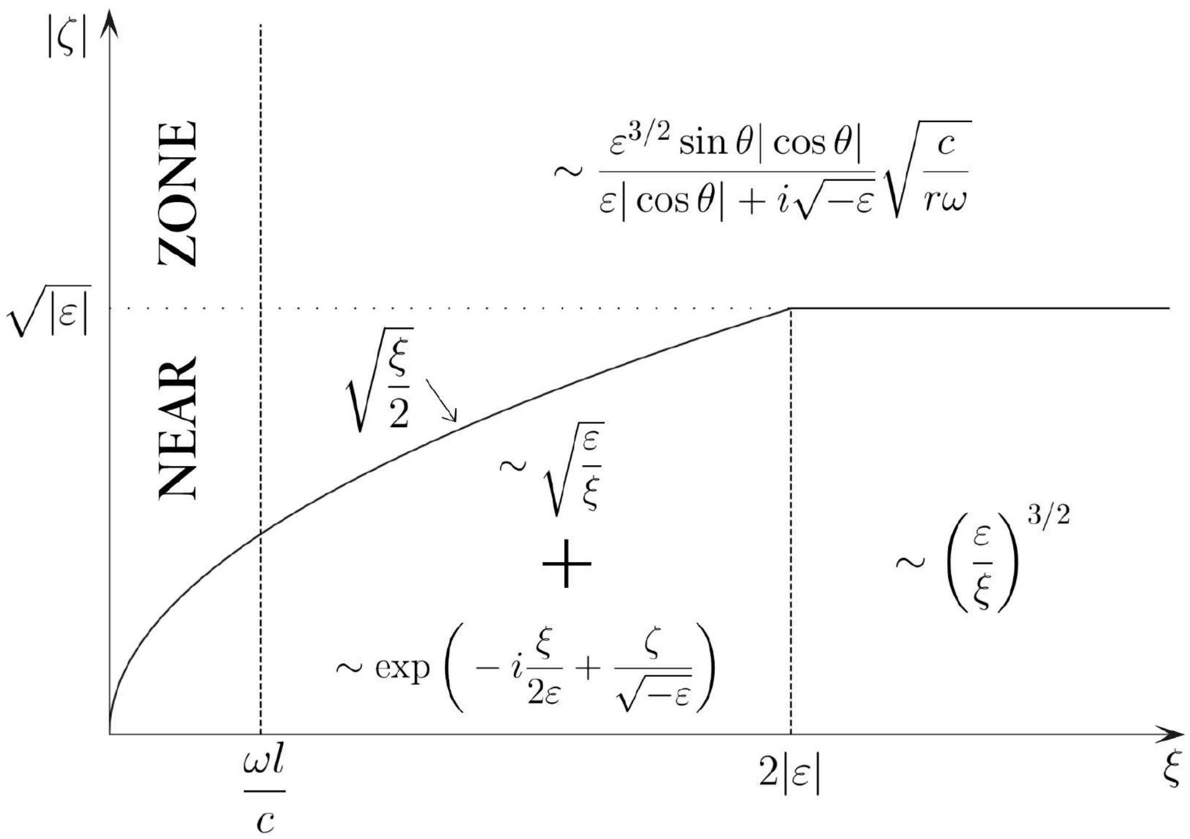


Рис. 2.2: Суммарный фурье-образ низкочастотного магнитного поля в различных областях пространства $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$. Обозначения такие же, как и на Рис. 2.1. В отличие от случая малой диссипации энергии низкочастотного поля, при большой диссипации область доминирования поверхностной волны отсутствует.

ной волны отсутствует, и квазицилиндрическая волна оказывается доминирующей при всех значениях x и z. Схематически структура низкочастотного поля при $|\varepsilon'(\omega)| \ll \varepsilon''(\omega)$ приведена на Рис. 2.2.

Проведенное выше сравнение фурье-образов квазицилиндрической и поверхностных волн можно распространить и на временную область. Характерные частоты низкочастотных полей определяются длительностью лазерного импульса. Например, в случае воздействия импульса вида $E_L(t) = E_L \exp(-t^2/2t_p^2)$, где время t_p определяет длительность импульса по полувысоте $\tau = 2\sqrt{\ln 2}t_p$, характерные частоты низкочастотных полей приходятся на терагерцовый диапазон частот и сравнимы с эффективными частотами столкновений электронов $\omega_{char} \sim 1/t_p \sim \nu_s$[14; 17]. В таких условиях действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости сравнимы по величине. Иными словами, в терагерцовом диапазоне частот соотношение между $|\varepsilon'(\omega)|$ и $\varepsilon''(\omega)$ на характерных частотах низкочастотного излучения определяется величиной параметра $\nu_s t_p$. Если $\nu_s t_p \ll 1$, то $|\varepsilon'(1/t_p)| \gg \varepsilon''(1/t_p)$ и вблизи поверхности в интервале $2|\varepsilon(1/t_p)|ct_p \ll x \ll (2|\varepsilon(1/t_p)|^2/\varepsilon''(1/t_p))ct_p$ доминирует поверхностная волна, а вне него доминирует квазицилиндрическая волна. Если же $\nu_s t_p \gg 1$, то вблизи поверхности на всех расстояниях от полосы фокусировки доминирует поле квазицилиндрической волны. Вдали от поверхности, в области $|z| \gg \min(\sqrt{ct_p x/2}, \sqrt{|\varepsilon(1/t_p)|}ct_p)$, в независимости от значения параметра $\nu_s t_p$ также доминирует поле квазицилиндрической волны.

В экспериментах часто используется лазерное излучение ближнего инфракрасного диапазона. Для такого излучения для типичных металлов частоты ν и ν_s различаются слабо. Поэтому когда выполняется условие $\nu_s t_p \ll 1$, обычно также выполняется условие $\nu t_p \ll 1$. Если $\nu t_p \ll 1$ то основной вклад в амплитуду генерируемых полей возникает за счет пондеромоторного воздействия, поскольку в этом случае в функции $B_m(\omega)$ (1.25) на характерных частотах низкочастотных полей главным является первое слагаемое в скобках, которое описывает вклад от пондеромоторной силы. Если же $\nu_s t_p \gg 1$ и $\nu t_p \gg 1$ то, поскольку для типичных металлов в терагерцовом диапазоне $\kappa_L \sim \kappa_T$, на характерных частотах главным в выражении (1.25) является второе слагаемое в скобках, и, таким образом, основной вклад в амплитуду генерируемых низкочастотных полей возникает за счет градиента давления электронов. Таким образом, если не реализуются условия, при которых сильно отличаются эффективные частоты столкновений электронов в высоко- и низкочастотных полях, возможно наблюдение низкочастотных поверхностных волн, возникающих только за счет пондеромоторного воздействия. Случай сильно различающихся частот столкновений электронов рассмотрен в разделе 2.3

2.2 Пространственно-временная структура низкочастотных полей вблизи поверхности металла

В предыдущем разделе рассмотрены фурье-образы генерируемых поверхностной и квазицилиндрической волн. Рассмотрим теперь пространственно-временную структуру этих полей. Этому посвящён этот раздел и работы [73; 74].

Для того чтобы получить временную зависимость низкочастотных полей от времени, выполним численно обратное преобразование Фурье. Ограничимся рассмотрением пространственно-временной структуры низкочастотных полей у поверхности металла, то есть при $z = 0$. Для получения зависимости поля поверхностной волны от времени воспользуемся выражением (1.55). В свою очередь, временную зависимость магнитного поля квазицилиндрической волны получим двумя способами. Первый способ основан на использовании приближенного выражения (1.56). Второй способ заключается в том, что вычислим сначала временную зависимость суммарного низкочастотного поля, фурье-образ которого описывается выражениями (1.22)-(1.25), после чего вычтем вклад от поверхностной волны. Такой способ позволяет точно вычислить поле квазицилиндрической волны. Вычисление временной зависимости поля квазицилиндрической волны двумя способами позволяет оценить точность приближенного выражения (1.56).

При рассмотрении временной зависимости низкочастотных полей примем, что огибающая лазерного импульса имеет вид $E_L(t) = E_L \exp(-t^2/2t_p^2)$. Примем, что параметр $t_p = 10$ фс, что отвечает ширине импульса на полувысоте $\tau = 2\sqrt{\ln 2} t_p = 17$ фс. Пиковую плотность потока в импульсе примем равной $I = (c/8\pi)E_L^2 = 3 \times 10^{12}$ В / см ^{2}, а ширину полосы фокусировки излучения $2L = 2ct_p = 6$ мкм. Несущую частоту лазерного излучения примем равной $\omega_0 = 1.8 \times 10^{15}$ с $^{-1}$, что отвечает длине волны $\lambda_0 = 1047$ нм. В качестве материала мишени примем медь. Для меди плазменная частота $\omega_p = 1.1 \times 10^{16}$ с $^{-1}$ [85]. В свою очередь эффективная частота столкновений электронов в низкочастотном поле ν_s и в поле, с частотой $\omega_0 = 1.8 \times 10^{15}$ с $^{-1}$ различаются слабо и приближенно можно считать $\nu \approx \nu_s$ и $\nu_s = 1.4 \times 10^{13}$ с $^{-1}$ [85]. Поскольку $\nu t_p \approx 0.14 \ll 1$, то, как отмечено в конце предыдущего раздела, вклад в низкочастотное поле возникает в основном за счет пондеромоторного воздействия, и вкладом от градиента давления электронов можно пренебречь.

Результаты обратного преобразования Фурье от полученных выражений для фурье-образов на различных расстояниях от полосы фокусировки приведены на Рис. 2.3 и 2.4. Согласно этим рисункам, поле квазицилиндрической волны представляет собой импульс, форма которого слабо меняется по мере увеличения расстояния от полосы фокусировки. При этом амплитуда поля квазицилиндрической волны уменьшается в соответствии с приведенными выше аналитически-

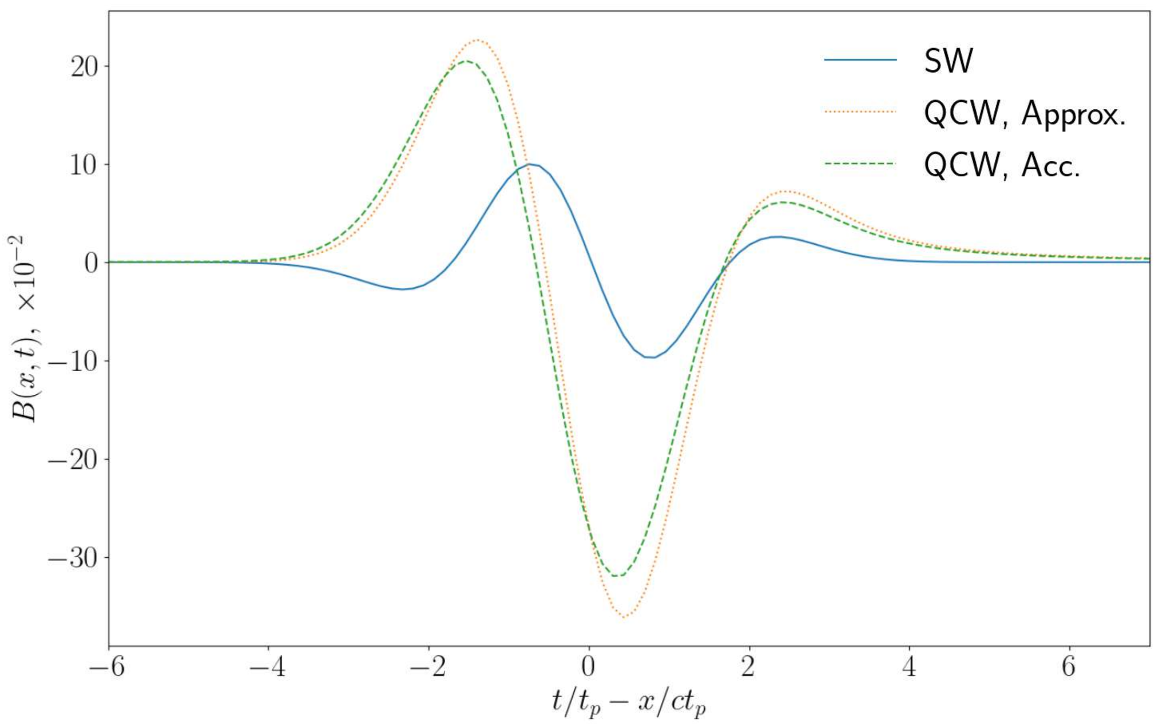


Рис. 2.3: Структура полей квазицилиндрической волны (штрихованная и пунктирная кривые) и поверхностной волны (сплошная кривая) на поверхности меди на расстоянии $x = 0.15$ мм. Сплошная кривая получена с использованием выражения для фурье-образа поверхностной волны (1.55), пунктирная кривая с помощью приближенного выражения для фурье-образа квазицилиндрической волны (1.56), а штрихованная построена с помощью вычитания вклада от поверхностной волны из выражения для суммарного поля (1.22). По оси ординат - магнитное поле, деленное на величину $eE_L^2L/mc^2\omega_p^2t_p^2$.

ми зависимостями (1.56) и (1.57). Пространственно-временная структура поля низкочастотной поверхностной волны выглядит несколько иначе. На сравнительно небольших расстояниях, которые определяются диэлектрической проницаемостью на характерных частотах низкочастотного излучения, поле низкочастотной поверхностной волны представляет собой импульс, форма которого мало отличается от формы импульса квазицилиндрической волны (см. Рис 2.3). На больших расстояниях ширина импульса поверхностной волны увеличивается, на его профиле появляется больше осцилляций (см. Рис. 2.4). Такое изменение формы

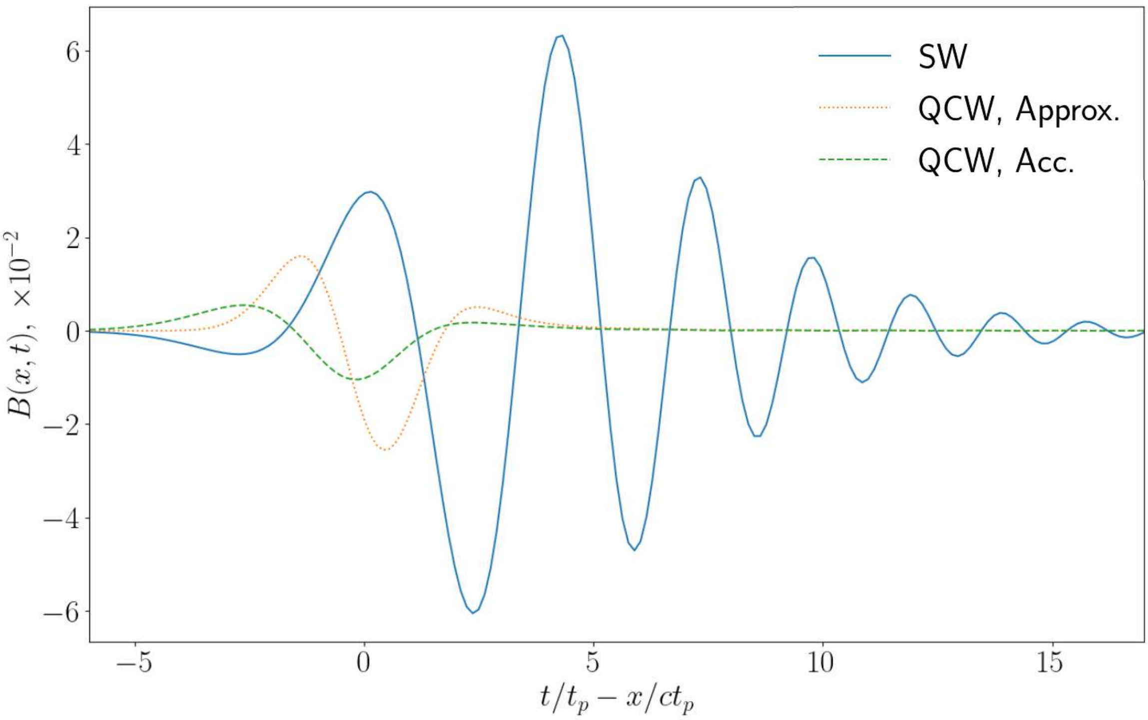


Рис. 2.4: Структура полей квазицилиндрической волны (штриховая линия и пунктирная кривые) и поверхностной волны (сплошная линия) на поверхности меди на расстоянии $x = 30$ мм. Обозначения такие же, как и на Рис. 2.3

импульса связано с дисперсией фазовой и групповой скоростей поверхностной волны, которая проявляется на достаточно больших расстояниях. Это следует из закона дисперсии низкочастотных поверхностных волн (1.26). Отметим также, что поскольку групповая скорость поверхностной волны меньше c, а квазицилиндрической волны равна c, то импульс поверхностной волны отстает по времени от импульса квазицилиндрической. При этом отставание растет по мере удаления импульсов от полосы фокусировки. Описанные отличия в пространственно-временной структуре полей поверхностной и квазицилиндрической волн позволяют их различить в эксперименте.

На Рис. 2.3 и 2.4 пунктирной кривой представлены расчеты магнитного поля квазицилиндрической волны с использованием формулы (1.56), а штрихованная кривая отвечает точному результату. Согласно Рис. 2.3, на малых расстояниях использование формулы (1.56)) дает хорошую точность. В свою очередь на больших расстояниях (см. Рис. 2.4) погрешность расчетов увеличивается. Увеличение погрешности связано с тем, что расстояния, для которых выполнялись расчеты на Рис. 2.4, лежат на границе области применимости выражения (1.56)). На этих расстояниях закон затухания квазицилиндрической волны меняется с $\sim 1/\sqrt{x}$ на $\sim 1/x^{3/2}$.

Приведем оценки характерных расстояний от фокусирующей полосы, которые определяют поведение низкочастотных полей, и амплитуд генерируемых полей на поверхности проводника при его облучении лазерным импульсом с указанными выше параметрами. Оценим сначала расстояния, на которых доминирует тот или иной вклад в суммарное низкочастотное поле. Как следует из анализа, проведенного в предыдущем разделе, границы различных областей определяются частотой характерными частотами низкочастотных полей ω_{char} и диэлектрической проницаемостью на этой частоте $\varepsilon(\omega_{char})$. Эти частоты $\omega_{char} \simeq 1/t_p$ [14; 17], что также следует из формул для фурье-образов низкочастотных полей (1.55), (1.40), (1.56), (1.57) и вида огибающей лазерного импульса. Тогда на характерной частоте низкочастотных полей получим $|\varepsilon'(\omega_{char})| \simeq \omega_p^2 t_p^2$ и $|\varepsilon'(\omega_{char})|/\varepsilon''(\omega_{char}) \simeq 1/\nu_s t_p$. Используя эти оценки, для меди получаем, что в области $x \ll 2|\varepsilon'(\omega_{char})|c/\omega_{char} \simeq 7.2$ см доминирует квазицилиндрическая волна, амплитуда которой убывает обратно пропорционально $\sqrt{x}$. Далее до расстояний $x \sim 2(|\varepsilon'(\omega_{char})|^2/\varepsilon''(\omega_{char}))(c/\omega_{char}) \simeq 51$ см доминирует поверхностная волна. На больших расстояниях поверхностная волна затухает экспоненциально, и снова доминирует квазицилиндрическая волна, но уже с законом затухания $\sim 1/x^{3/2}$. Похожие оценки будут иметь место и для других металлов, подобных меди, например таких, как золото или серебро.

Дадим теперь оценки амплитуды генерируемых низкочастотных полей. При построении кривых на Рис. 2.3 и 2.4 низкочастотное магнитное поле приведено в единицах $eE_L^2 L/mc^2\omega_p^2 t_p^2$. В рассматриваемых условиях этот параметр равен 0.37 Гс. Далее, используя результаты расчета, представленные на Рис. 2.3, на расстоянии 0.15 мм от полосы фокусировки для максимальной амплитуды поля квазицилиндрической волны имеем $B_{qcw} \simeq 0.14$ Гс. Аналогично получаем, что на расстоянии 30 мм (см. Рис. 2.4) максимальная амплитуда квазицилиндрической волны имеет меньшее значение $B_{qcw} \simeq 0.01$ Гс, что согласуется с законом затухания $\sim 1/x^{1/2}$. В этом же диапазоне расстояний амплитуда поля поверхностной волны B_{sw} на поверхности меди изменяется незначительно и приближенно равна $B_{sw} \simeq 0.25$ Гс. На еще больших расстояниях напряженность поля поверхностной волны изменяется слабо вплоть до $x \simeq 51$ см.

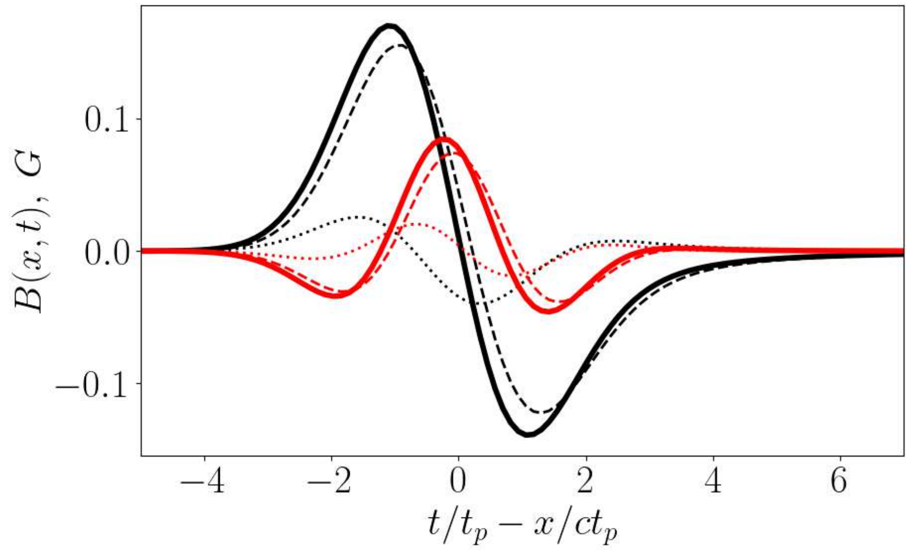
2.3 Генерация поверхностных волн в случае сильно различающихся частот столкновений электронов в высоко- и низкочастотных полях

В предыдущих разделах показано, что закономерности генерации низкочастотных полей на поверхности металла определяются соотношениями между эффективными частотами столкновений электронов в поле лазерного излучения ν и в низкочастотном поле ν_s и параметром t_p, определяющим длительность импульса τ. Если $\nu t_p < 1$, то генерация низкочастотных полей в основном обусловлена воздействием пондеромоторной силы на электроны. Если же $\nu t_p > 1$, то основной механизм генерации - неоднородный нагрев электронов в скин-слое. В свою очередь, параметр $\nu_s t_p$ определяет конкуренцию между поверхностной и квазицилиндрической волной на поверхности металла. Если $\nu_s t_p < 1$ то имеется область, в которой доминирует поверхностная волна, и размеры этой области определяются параметром $\nu_s t_p$. При $\nu_s t_p > 1$ такая область отсутствует.

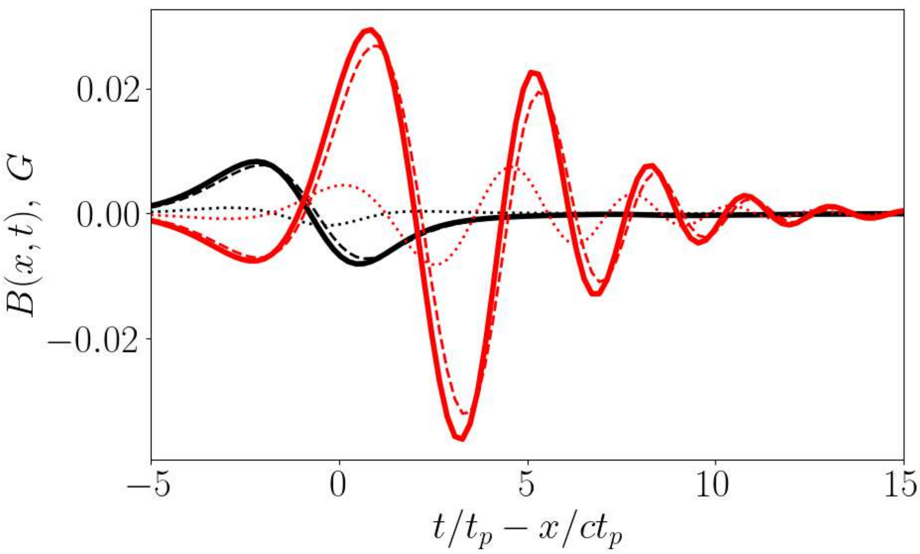
Для многих металлов в видимом диапазоне длин волн лазерного излучения частота ν близка к ν_s. Вместе с тем при достаточно высоких частотах лазерного излучения частоты столкновений ν и ν_s могут сильно различаться. Это связано с тем, что в соответствии с соотношением $\nu = a + b\omega_0^2$, где a и b не зависят от ω_0 [86; 87], квадратичный по частоте ω_0 вклад в ν становится относительно большим. При этом на низкой частоте такой вклад мал и возможны условия, когда $\nu_s \ll \nu$. Отметим, что зависимость вида $\nu = a + b\omega_0^2$ получила подтверждение в экспериментальных работах [88; 89] (см., также, [90; 91]). В связи с этим представляет интерес рассмотрение нелинейной генерации низкочастотных полей в условиях, когда $\nu t_p \gg 1 \gg \nu_s t_p$. Такие условия можно реализовать при облучении образца из серебра, в котором частоты ν и ν_s различаются на порядок [91]. Рассмотрение генерации в условиях $\nu t_p \gg 1 \gg \nu_s t_p$ интересно тем, что выполнение неравенства $\nu_s t_p \ll 1$ обеспечивает существование области доминирования поверхностной волны, а выполнение неравенства $\nu t_p \gg 1$, приводит к увеличению амплитуды поверхностной волны из-за более эффективного поглощения лазерного излучения, и как следствие более сильного неоднородного нагрева электронов. Изучению генерации поверхностной и квазицилиндрической волн в указанных выше условиях посвящен настоящий раздел и работа [76].

Как и в предыдущем разделе, для получения временной зависимости низкочастотных магнитных полей от времени вблизи поверхности металла ($z = 0$) выполним обратное преобразование Фурье. При получении $B_{sw}(x,t)$ воспользуемся выражением (1.55), а для получения $B_{qcw}(x,t)$ вычтем вклад от поверхностной волны из суммарного низкочастотного поля (1.22). Примем, что огибающая импульса имеет вид $E_L^2(t) = E_L^2 \exp(-t^2/t_p^2)$, а пиковая плотность потока энергии $I = (c/8\pi)E_L^2 = 3 \times 10^{12}$ Вт/см^2. Расчеты выполним для $t_p = 10$ фс и $t_p = 50$, что отвечает $\tau = 17$ и $\tau = 85$ фс, соответственно. Примем, что ширина фокусировки $2L = 2ct_p$, то есть равна 6 мкм при $t_p = 10$ фс и 30 мкм при $t_p = 50$ фс. Сначала приведем расчеты для несущей частоты $\omega_0 = 4.6 \times 10^{15}$ с$^{-1}$, что отвечает длине волны $\lambda \approx 400$ нм. На такой частоте в серебре $\nu = 6.7 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ [91]. Остальные параметры серебра равны: $v_F = 1.4 \times 10^8$ см/с [92], $\omega_p = 1.3 \times 10^{16}$ с$^{-1}$ [91], $\nu_s = 4.5 \times 10^{13}$ с$^{-1}$ [91] (частота при $\omega_0 = 0$).

Результаты расчетов в указанных условиях приведены на Рис. 2.5 и Рис. 2.6. Из сравнения штриховых и пунктирных кривых на Рис. 2.5 видно, что генерация, обусловленная градиентом давления, более эффективна, чем генерация из-за воздействия пондеромоторной силы. Это связано с тем, что параметр νt_p большой: $\nu t_p = 6.7$. Напротив, параметр $\nu_s t_p$, определяющий конкуренцию квазицилиндрической и поверхностной волн, мал $\nu_s t_p = 0.45$. Из-за этого, при $x = 0.5$ мм, когда $x \ll |\varepsilon(\omega_{char})|c/\omega_{char}$, амплитуды квазицилиндрической и поверхностной волн соизмеримы по величине, а при $x = 5$ см, когда $x \sim |\varepsilon(\omega)|c/\omega$, поле поверхностной волны заметно больше и содержит осцилляции на стадии выключения импульса (см. Рис. 2.6б). Как сказано ранее, появление осцилляций связано с частотной дисперсией диэлектрической проницаемости и позволяет выделить доминирующий вклад от поверхностной волны. На Рис. 2.6 представлены те же кривые, что и на Рис. 2.5, только в случае воздействия более длинного импульса, когда $t_p = 50$ фс. При этом $\nu t_p = 33.5$ и генерация волн, обусловленная градиентом давления, возникающим при неоднородном нагреве электронов в скин-слое, еще более эффективна. Однако, из-за увеличения параметра $\nu_s t_p$, теперь равного 2.3, амплитуды

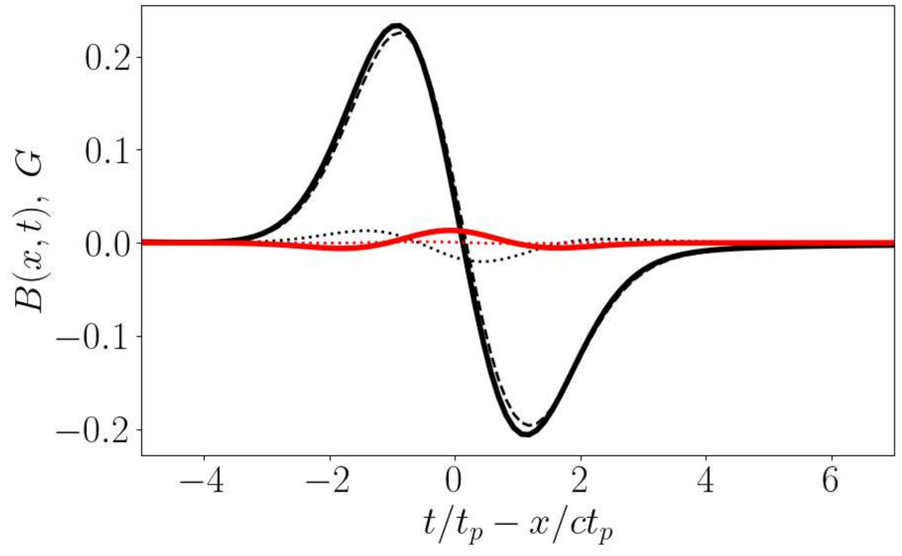


а)

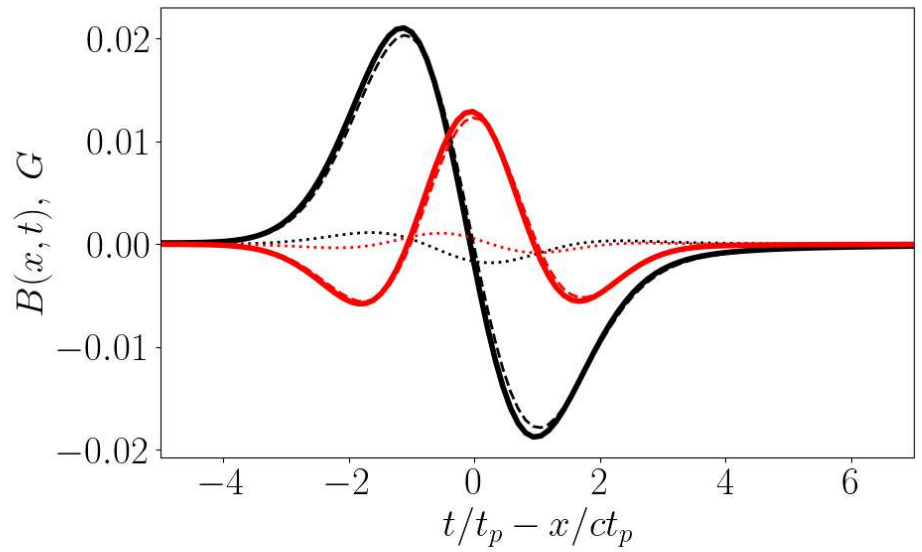


б)

Рис. 2.5: Форма импульсов квазицилиндрической $B_{qcw}(x,t)$ (черным) и поверхностной $B_{sw}(x,t)$ (красным) волн на поверхности серебра при $\omega_0 = 4.6 \times 10^{15}$ с$^{-1}$, $t_p = 10$ фс на двух расстояниях от полосы фокусировки: а) $x = 0.5$ мм и б) $x = 5$ см. Штрихованные кривые - вклад от градиента давления электронов, пунктирные кривые - вклад от воздействия пондеромоторной силы, сплошные кривая - сумма этих вкладов.



а)

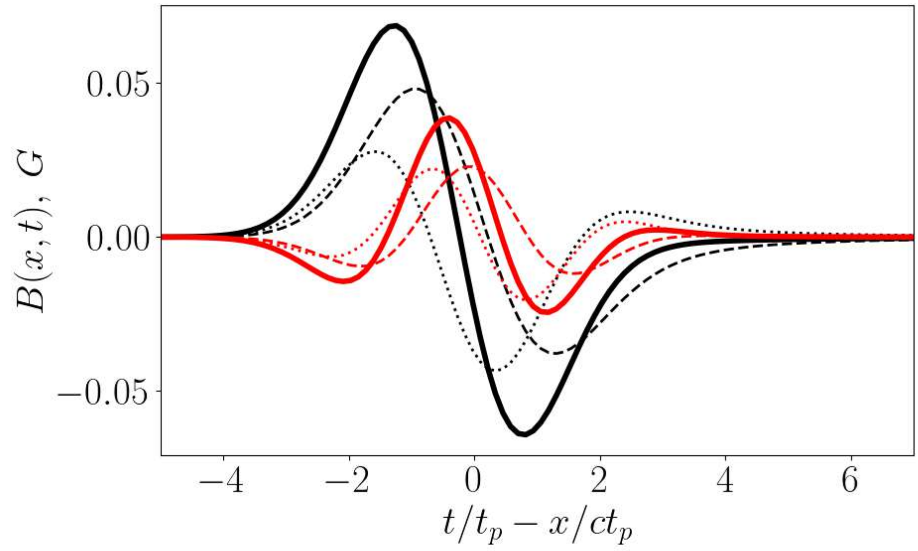


б)

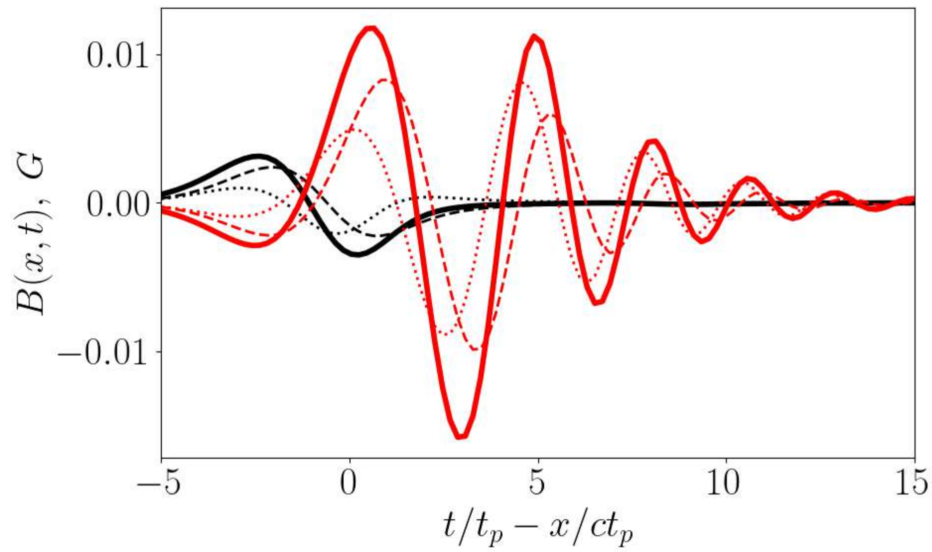
Рис. 2.6: То же самое, что и на Рис. 2.5, только при $t_p = 50$ фс.

импульсов квазицилиндрической и поверхностной волн при $x = 5$ см, соизмеримы по величине, а при $x = 0.5$ мм, поле поверхностной волны относительно мало. То есть, чем больше длительность лазерного импульса, тем сложнее реализовать условия, в которых доминирует поверхностная волна.

Теперь обсудим расчеты для $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ ($\lambda \approx 800$ нм), когда $\nu = 1.9 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ [91]. В этом случае параметр νt_p меньше и при $t_p = 10$ фс



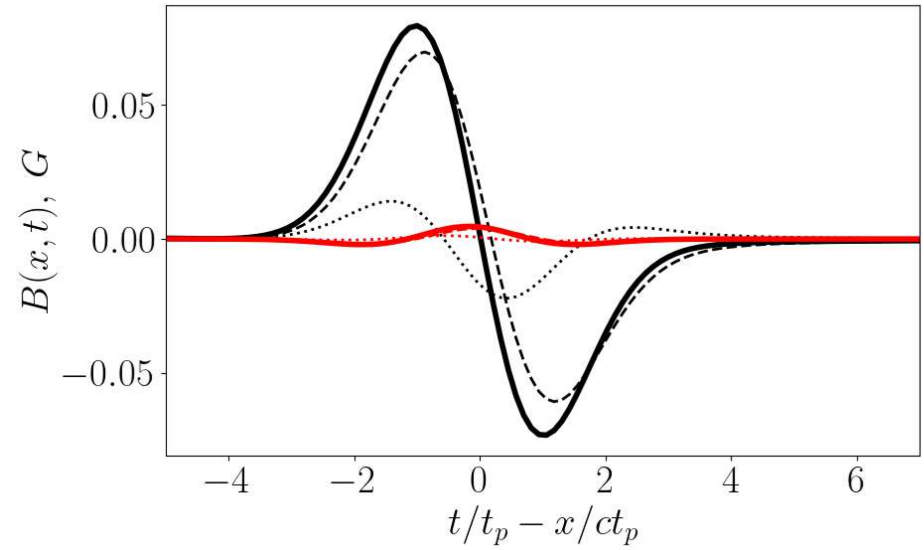
а)



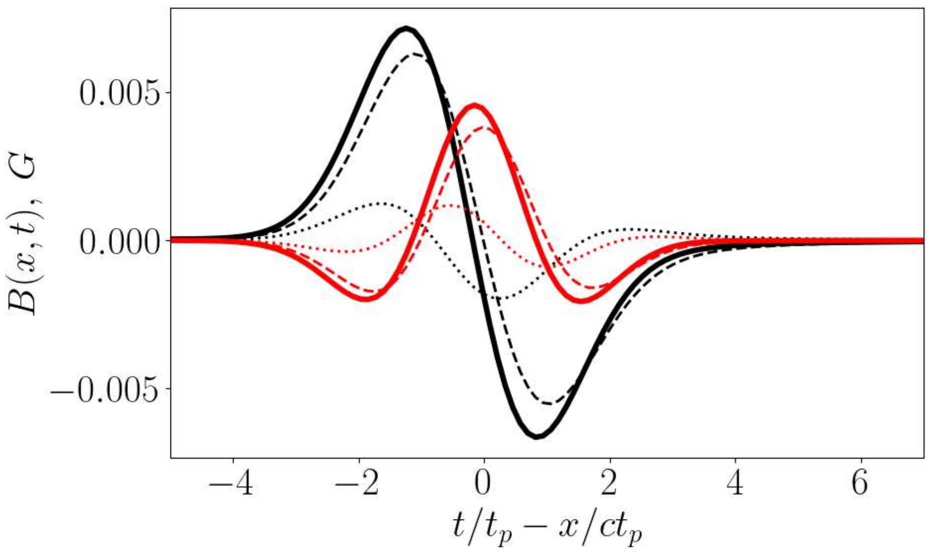
б)

Рис. 2.7: То же самое, что на Рис. 2.5, только при $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$.

равен 1.9. Вследствие уменьшения νt_p отличие пунктирных и точечных кривых на Рис. 2.7 меньше, чем на Рис. 2.5. То есть вклады в низкочастотное поле от пондеромоторного воздействия и от градиента давления электронов соизмеримы по величине. Однако, из-за ослабления генерации, обусловленной неоднородностью давления электронов, величина низкочастотных полей уменьшилась (ср. кривые на Рис. 2.5 и Рис. 2.7). Поскольку параметр $\nu_s t_p$ не изменился, то соотношение



а)



б)

Рис. 2.8: То же самое, что и на Рис. 2.5, только при $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ и $t_p = 50$ фс.

между полями квазицилиндрической и поверхностной волн осталось таким же, как и на Рис. 2.5. Приведем также результаты расчетов низкочастотных полей в случае, когда $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$, но $t_p = 50$ фс (см. Рис. 2.8). Из сравнения Рис. 2.7 и Рис. 2.8 видно, что увеличение длительности лазерного импульса, как уже отмечалось ранее, сопровождается усилением генерации из-за воздействия градиента давления вследствие увеличения параметра νt_p. Теперь он равен 9.5. Поскольку для более длинного лазерного импульса увеличивается и параметр $\nu_s t_p$, то условия для доминирования поверхностной волны ухудшаются (ср. Рис. 2.7 и Рис. 2.8).

Таким образом, наиболее оптимальные условия для возбуждения низкочастотной поверхностной волны реализуются, если ν значительно превосходит ν_s, а длительность лазерного импульса t_p меньше времени свободного пробега электронов $1/\nu_s$, но больше $1/\nu$. В этих условиях эффективность генерации низкочастотных поверхностных волн тем выше, чем короче лазерный импульс и чем больше частота лазерного излучения.

2.4 Физические характеристики поля низкочастотного излучения

В этом разделе обсудим физические характеристики поля низкочастотного излучения, такие как распределение энергии по углам и частотам, а также полную энергию. Ниже будет рассмотрен случай, когда $\nu t_p \gg$ и $\nu_s t_p \gg 1$ ($\varepsilon''(\omega) \gg |\varepsilon'(\omega)|$ на характерных частотах низкочастотных полей). Такие условия отвечают наиболее эффективной генерации квазицилиндрической волны (см. предыдущий раздел). Анализ физических характеристик поля низкочастотного излучения дан в работе [75].

Итак, энергия генерируемого низкочастотного излучения дается, по определению, интегралом от плотности потока энергии по времени и площади

$$W = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt \int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{c}{4\pi}[B(r,\theta,t)]^2 L_y r d\theta = \int\limits_{0}^{+\infty} d\omega \int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2} W(\omega,\theta) d\theta, \tag{2.1}$$

где распределение энергии по частотам и углам описывается функцией

$$W(\omega,\theta) = \frac{crL_y}{4\pi^2}|B_{qcw}(r,\theta,\omega)|^2. \tag{2.2}$$

Как видно из соотношений (1.42), (1.56), (1.57) и Рис. 2.1 и 2.2, явный вид функции $W(\omega,\theta)$, вообще говоря, зависит от расстояния r. Не зависящее от r распределение $W(\omega,\theta)$ устанавливается при $r \to \infty$. Переход к не зависящему от расстояния распределению $W(\omega,\theta)$ происходит на расстояниях больших $\varepsilon''(\omega)c/\omega$. При

$\omega \leq 10^{13}$ с $^{-1}$ для таких металлов как Au, Ag и Al расстояние $\varepsilon''(\omega)c/\omega$ превосходит несколько метров. В лабораторных экспериментах интерес представляют меньшие расстояния. Кроме того, для Au, Ag и Al в видимом диапазоне частот выполнены условия $\omega_p^2/\omega_0^2 \gg |\varepsilon_0(\omega_0)|$ и $\omega_0 \gg \nu$. Далее, для определенности примем, что огибающая лазерного импульса имеет вид $E_L^2(t) = E_L^2 \exp(-t^2/t_p^2)$. С учетом этих предположений, используя соотношения (1.42) и (1.56), на расстояниях меньших $\varepsilon''(\omega)c/\omega$ функцию $W(\omega, \theta)$ (2.2) можно приближенно представить в виде

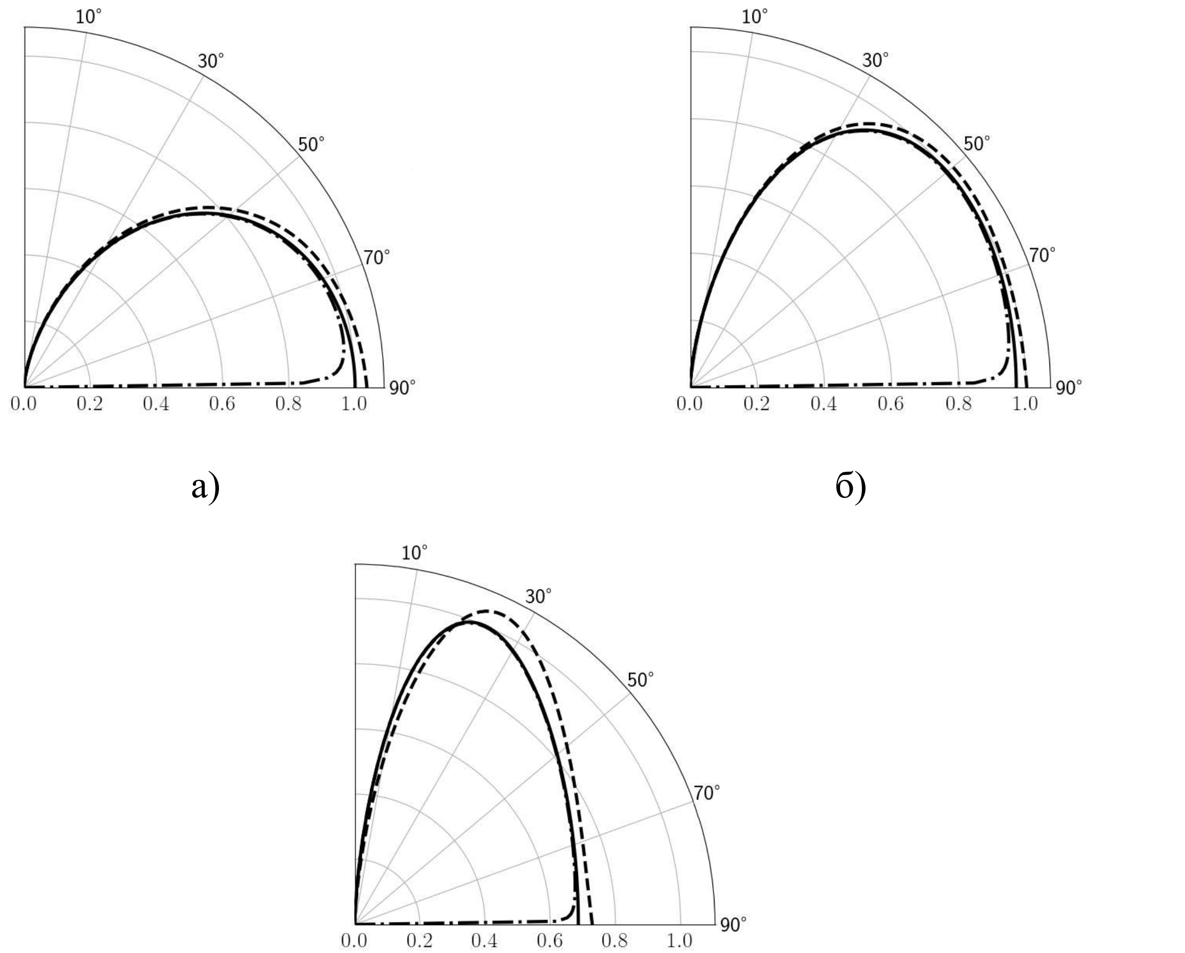
$$W(\omega,\theta) = W_m\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{\omega L}{c}\right)^2 \frac{2t_p \sin^2\theta}{4+\omega\tau_T+2\sqrt{2\omega\tau_T}} \exp\left[-\frac{\omega^2 t_p^2}{2} - \frac{(\omega L\sin\theta)^2}{2c^2}\right], \tag{2.3}$$

где $\tau_T = 3\nu_s c^2/\omega_p^2 v_F^2$ - время выхода тепла из скин слоя толщиной c/ω_p,

$$W_m = \frac{1}{18}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\tau_T}{t_p}L_y\left[\frac{eE_L^2\nu t_p}{m(\omega_0^2+\omega_p^2)}\right]^2. \tag{2.4}$$

В этих формулах опущен вклад от пондеромоторного воздействия, поскольку принято $\nu t_p \gg 1$, а также учтено $\varepsilon''(\omega) \gg |\varepsilon'(\omega)|$. Распределение энергии генерируемого излучения по углам получается после интегрирования по частотам ω выражения (2.3). Соответствующие диаграммы направленности представлены на Рис. 2.9 для золота, взаимодействующего с излучением, имеющим основную частоту $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ и длительность импульса $\tau = 170$ фс, что соответствует $t_p = 100$ фс. Кривые на Рис. 2.9 получены с использованием следующих физических характеристик золота: $v_F = 1.4\times10^8$ см/с [92], $\nu = 8.1\times10^{13}$ с$^{-1}$ [93], $\nu_s = 7.1\times10^{13}$ с$^{-1}$ и $\omega_p = 1.4\times10^{16}$ с$^{-1}$ [94]. Из Рис. 2.9 следует, что при $L \lesssim ct_p$ максимум распределения энергии приходится на направления вдоль поверхности металла. С увеличением ширины фокусировки ситуация меняется, и максимум приходится на направления, близкие к направлению нормали к поверхности металла: $\theta \sim 0$. Такое поведение хорошо описывается приближенной формулой, которая получается после интегрирования выражения (2.3) по частотам. Поскольку для золота время выхода тепла из скин-слоя $\tau_T \approx 50$ фс, то, пренебрегая в знаменателе (2.3) малыми членами, содержащими $\omega\tau_T$, приближенно имеем:

$$W(\theta) \approx W_m\frac{ct_p}{2L}\sin^2\theta\left[\sin^2\theta + \left(\frac{ct_p}{L}\right)^2\right]^{-3/2}. \tag{2.5}$$



а) б) в)

Рис. 2.9: Распределение энергии генерируемого излучения по углам при а) $L = ct_p = 30$ мкм, b) $L = 2ct_p = 60$ мкм, c) $L = 4ct_p = 120$ мкм. Сплошная кривая получена интегрированием выражения (2.3), штриховая отвечает интегрированию формулы (1.22) по частотам и получена при $r = 350ct_p \approx 1$ см, а штрих-пунктирная получена с использованием только формулы (1.42). Графики построены в относительных единицах.

Из (2.5) следует, что максимум функции $W(\theta)$ достигается при $\sin\theta = \min(1, \sqrt{2}ct_p/L)$. С ростом L максимум углового распределения смещается в сторону меньших углов. На Рис. 2.9 представлены сплошные, штриховые и штрих-пунктирные кривые. Штриховые кривые получены с использованием выражения (1.22), из которого исключен вклад от поверхностной волны. Расчет выполнен при $r = 350ct_p \approx 1$ см. Сплошные кривые получены интегрированием формулы (2.3). Как видно из Рис. 2.9 сплошные и штриховые кривые близки. Небольшое количественное отличие в основном обусловлено наличием поправок от действительной части диэлектрической проницаемости, которые учтены при получении штриховых кривых. Штрих-пунктирные кривые получены с использованием только формулы (1.42). Погрешность от использования этой формулы обусловлена ее неприменимостью вдоль направлений, близких к поверхности. При больших значениях диэлектрической проницаемости, что имеет место для металлов в терагерцовом диапазоне частот, область углов, в которых неприменима формула (1.42) весьма мала.

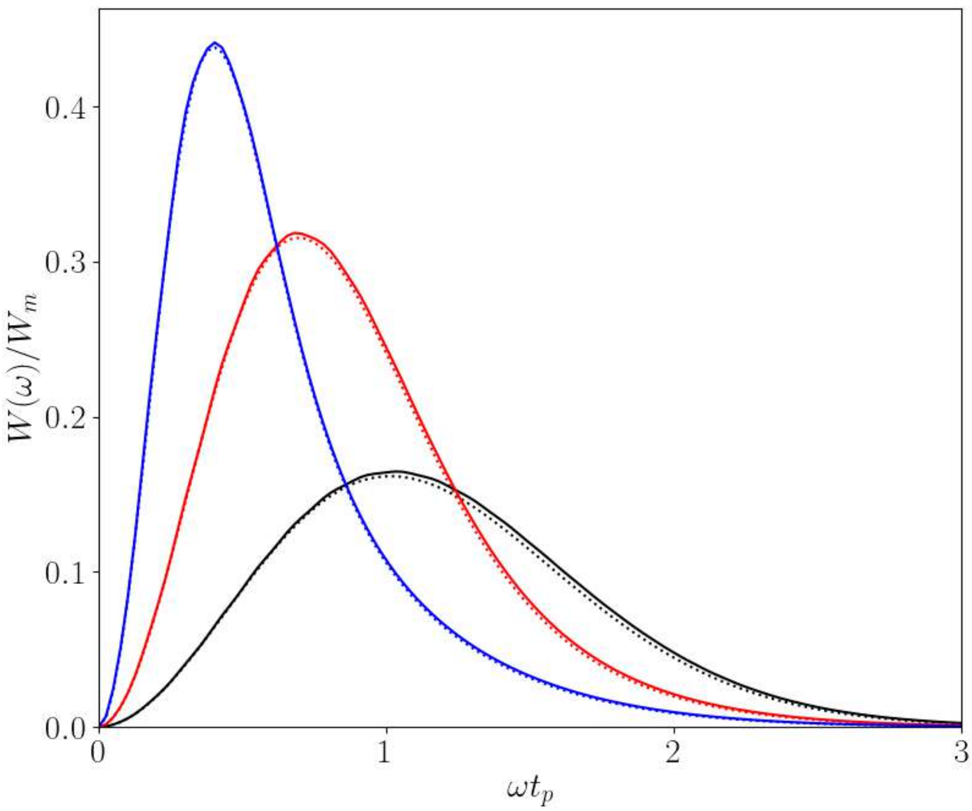


Рис. 2.10: Пунктирные кривые - распределение энергии по частотам, отвечающее формуле (2.6). Черная кривая получена при $L = ct_p = 30$ мкм, красная - при $L = 2ct_p = 60$ мкм, синяя - при $L = 4ct_p = 120$ мкм. Сплошные кривые - то же самое, но расчет выполнен с использованием формулы (1.22) при $r = 350ct_p \approx 1$ см.

Распределение энергии по частотам описывается функцией $W(\omega)$, которая получается после интегрирования выражения (2.3) по углам θ в интервале $-\pi/2 \leq$

$\theta \leq \pi/2$,

$$W(\omega) = W_m \left(\frac{\omega L}{c}\right)^2 \frac{\sqrt{2\pi} t_p}{4 + \omega\tau_T + 2\sqrt{2\omega\tau_T}} \exp\left[-\frac{\omega^2 t_p^2}{2} - \frac{\omega^2 L^2}{4c^2}\right] \times$$
$$\times \left[I_0\left(\frac{\omega^2 L^2}{4c^2}\right) - I_1\left(\frac{\omega^2 L^2}{4c^2}\right)\right], \quad (2.6)$$

где $I_n(x)$ - модифицированная функция Бесселя n-го порядка. Приведем численные расчеты $W(\omega)$ для золота. Как и при расчетах распределения энергии по углам, считаем, что $t_p = 100$ фс, а $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$. Спектральный состав генерируемого излучения представлен на Рис. 2.10 для трех ширин фокусировки. Из Рис. 2.10 видно, что с увеличением ширины фокусировки максимум спектра смещается в область более низких частот, при этом $\omega_{max} \sim (t_p^2 + L^2/c^2)^{-1/2}$, а ширина распределения $\sim \omega_{max}$ и уменьшается с ростом ширины фокусировки. Также на Рис. 2.10 приведены сплошные кривые, полученные с использованием выражения (1.22), из которого вычтен вклад от поверхностной волны. Как видно, из Рис. 2.10 расчет по приближенной формуле (2.6) находится в хорошем согласии с более точным результатом. При увеличении частоты отличие между точечными и сплошными кривыми немного увеличивается, оставаясь при этом малым. Увеличение отличия обусловлено тем, что с ростом частоты уменьшается отношение ν_s/ω, что приводит к росту относительного вклада от действительной части диэлектрической проницаемости $\varepsilon'(\omega)$, который учитывает формула (1.22).

Теперь рассмотрим полную энергию генерируемого низкочастотного излучения. В соответствии с соотношением (2.1) для вычисления W достаточно проинтегрировать выражение (2.6) по частотам. Величина W/W_m зависит от двух параметров τ_T/t_p и L/ct_p. На Рис. 2.11 представлена зависимость W/W_m от L/ct_p для золота, серебра и алюминия. Отметим, что кривые, полученные с использованием формулы (2.6) или формулы (1.22) при $r = 350ct_p \approx 1$ см не различимы. При численном интегрировании для золота использованы физические параметры, указанные выше. В свою очередь, для серебра использованы параметры: $v_F = 1.4 \times 10^8$ см/с [92], $\nu = 7.3 \times 10^{13}$ с$^{-1}$ [93], $\nu_s = 5.8 \times 10^{13}$ с$^{-1}$ и $\omega_p = 1.3 \times 10^{16}$ с$^{-1}$ [91]; а для алюминия: $v_F = 2.0 \times 10^8$ см/с [92], $\nu = 1.8 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ [95], $\nu_s = 9.5 \times 10^{13}$ с$^{-1}$ и $\omega_p = 1.7 \times 10^{16}$ с$^{-1}$ [96]. Как видно из Рис. 2.11, с ростом L величина W сначала относительно быстро растет до максимального значения, зависящего от отношения τ_T/t_p, и далее медленно убывает. Дадим оценку энергии

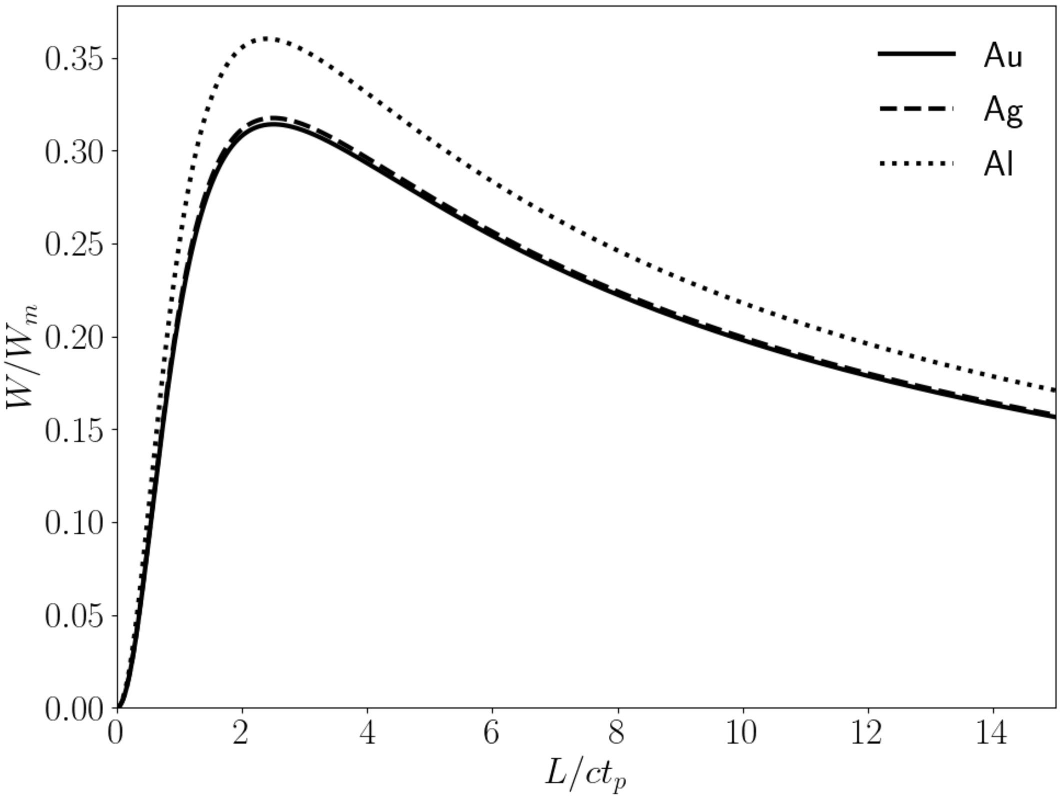


Рис. 2.11: Зависимость генерируемой энергии W/W_m от L/ct_p при $t_p = 100$ фс для золота ($\tau_T \approx 0.50t_p$), серебра ($\tau_T \approx 0.47t_p$) и алюминия ($\tau_T \approx 0.22t_p$).

генерируемого излучения при плотности потока энергии $I = (c/8\pi)E_L^2 = 3 \times 10^{12}$ Вт/см^2 и $L_y = 1$ см в условиях наиболее эффективной генерации. Для золота $W_{opt} \approx 1.30$ кэВ; для серебра $W_{opt} \approx 1.36$ кэВ; для алюминия $W_{opt} \approx 1.50$ кэВ. Максимальные значения энергии достигаются при $L \approx 2.5ct_p$, которое в рассматриваемых условиях практически одно и то же для Au, Ag и Al. Поскольку для Au, Ag и Al время выхода тепла из скин-слоя τ_T мало по сравнению с t_p, то для W можно записать приближенное выражение вида

$$W \approx W_m \frac{ct_p}{\sqrt{c^2t_p^2 + L^2}} \left[K\left(\frac{L^2}{c^2t_p^2 + L^2}\right) - E\left(\frac{L^2}{c^2t_p^2 + L^2}\right) \right], \tag{2.7}$$

где $K(b)$ и $E(b)$ - полные эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно.

Сравним энергии генерируемого излучения, возникающего из-за градиента давления электронов и пондеромоторной силы (см. формулы (41) и (42) из [13]). С учетом малости параметра τ_T/t_p и с точностью до численного коэффициента отношение W/W_{pf}, где W_{pf} - энергия, генерируемого поля излучения, возникающего за счет пондеромоторного воздействия, можно представить в виде $W/W_{pf} \sim \nu^2 \tau_T t_p$. Для Au, Ag и Al $\nu\tau_T$ равно 4, 3 и 4, соответственно. Поэтому при воздействии длинного импульса, когда $\nu t_p \gg 1$, генерация вследствие неоднородного нагрева электронов, приводящего к градиенту давления, более эффективна.

2.5 Краткие итоги

В заключение приведем итоги настоящей главы. Выше исследованы особенности генерации низкочастотной поверхностной и квазицилиндрической волн. Проведено сравнение низкочастотных полей на различных расстояниях от полосы фокусировки. Показано, что если на характерных частотах низкочастотных полей действительная часть диэлектрической проницаемости больше, чем мнимая (когда $\nu_s t_p \ll 1$), то вблизи поверхности металла имеется область, в которой поверхностная волна доминирует над квазицилиндрической. При этом размеры этой области будут определяться соотношением между действительной и мнимой частями низкочастотной диэлектрической проницаемости (параметром $\nu_s t_p$). Также получены временные зависимости низкочастотных полей вблизи поверхности металла. Продемонстрированы отличия в форме импульсов генерируемых полей, позволяющие различать их в эксперименте. Отдельное внимание уделено случаю, когда частоты столкновений в поле лазерного импульса и в низкочастотном поле сильно различаются. Показано, что в этом случае возможно наиболее эффективное возбуждение низкочастотных волн, при выполнении условий $\nu_s t_p \ll 1$ и $\nu t_p \gg 1$. При этом эффективность генерации низкочастотных поверхностных волн увеличивается при уменьшении длительности лазерного импульса и увеличении частоты лазерного излучения. Описаны угловые и частотные распределения энергии низкочастотного излучения. Показано, что в малой области углов вблизи поверхности металла следует учитывать поверхностную структуру поля, а максимум распределения по частотам приходится на частоту $\omega_{max} \sim (t_p^2 + L^2/c^2)^{-1/2}$. При этом максимум полной энергии низкочастотного излучения для типичных металлов достигается при ширине полосы фокусировки $L \sim ct_p$.

Глава 3. Лазерная генерация звука в пленке металла на диэлектрической подложке

Настоящая глава посвящена описанию звука, возникающего при облучении пленки металла на диэлектрической подложке импульсом фемтосекундного лазерного излучения. В **разделе 1** записаны уравнения, описывающие смещение атомов решетки, возникающее из-за нагрева решетки и электронов. В **разделе 2** дано их решение для случая, когда толщина пленки больше глубины скин-слоя на частоте лазерного излучения. В свою очередь, в **разделе 3** дан анализ для случая, когда имеет место однородный нагрев пленки. В **разделе 4** получены общие выражения для смещения атомов решетки как с учетом отражения электромагнитного поля от границы металл-диэлектрик, так и с учетом конечной теплопроводности металла. **Раздел 5** посвящен описанию генерации звука за счет ранее не изученного механизма генерации - пондеромоторного воздействия на электроны. Проведен сравнительный анализ вклада от пондеромоторного воздействия со вкладами от изменения температур решетки и электронов. Определены условия, в которых важен учет такого механизма генерации. В **разделе 6** кратко сформулированы итоги главы.

3.1 Основные уравнения

В предыдущих двух главах рассмотрена генерация низкочастотных полей фемтосекундным импульсом лазерного излучения, воздействующего на металл. Помимо этого явления, имеется также и другой низкочастотный эффект — генерация пикосекундных звуковых импульсов (см. обзоры [43; 53; 54] и цитируемую в них литературу). Изучение этого явления представляет особый интерес, поскольку такие импульсы используются для диагностики образцов [44; 48; 62; 64; 65; 97; 98]. Несмотря на широкое экспериментальное изучение этого эффекта, теоретическое описание лазерной генерации пикосекундных звуковых импульсов развито не так сильно. В связи с этим представляет интерес теоретическое описание лазерной генерации звука в пленках металла на диэлектрической подложке, поскольку они часто используются в экспериментах. Аналогично предыдущим двум главам, в этой главе сфокусируемся на теории генерации звуковых импульсов, а следующая глава будет посвящена обсуждению полученных результатов. Соответствующая теория изложена в работах [77—80].

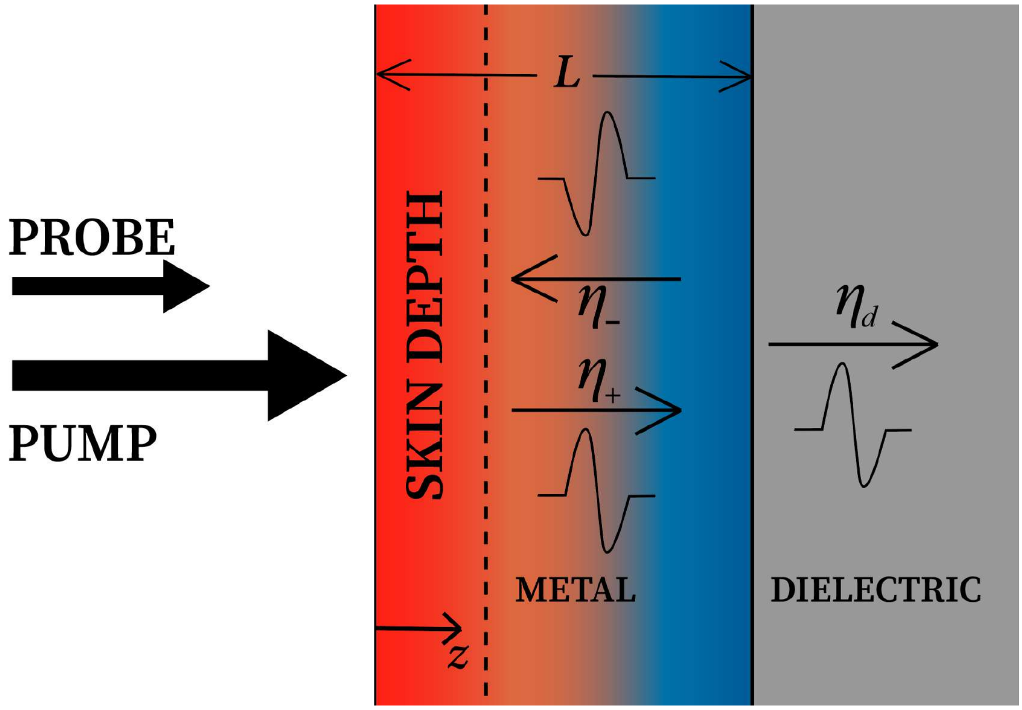


Рис. 3.1: Схема генерации звука фемтосекундным лазерным импульсом, воздействующим на пленку металла, расположенную на диэлектрической подложке. Здесь η_+ и η_- - продольные компоненты тензора деформации в металле, отвечающие звуковым волнам, распространяющемся в положительном и отрицательном направлении оси oz, а η_d - в диэлектрике.

Рассмотрим воздействие фемтосекундного импульса несфокусированного лазерного излучения на пленку металла толщиной L, расположенную на бесконечно толстой подложке из диэлектрика (см. Рис. 3.1). Примем, что напряженность электрического поля в воздействующем импульсе имеет вид $(1/2)\boldsymbol{E}_L(t - z/c)\exp[-i\omega_0(t - z/c)] + c.c.$. Как и в предыдущих главах, считаем, что $|\omega_0 + i\nu| \gg |\kappa_L|v_F$. Поглощение лазерного излучения приводит к генерации звука, который в дальнейшем распространяется вглубь металла. При достижении задней границы пленки часть звука проникает в диэлектрик, а часть отражается в металл. В металлах генерация звука происходит в основном за счет двух механизмов генерации [53; 54]. Первый механизм генерации — это так называемая термоупругость [42; 46; 54; 92]. Этот механизм связан с тем, что при нагреве атомов решетки возникает локальное быстрое расширение металла. Такое быстрое расширение и приводит к возникновению звука. Второй механизм связан с нагревом электронов [42; 46; 54]. Их неоднородный нагрев приводит к возникновению градиента давления, что, в свою очередь, приводит к генерации звукового импульса. Отметим, что на электроны воздействует также и пондеромоторная сила (см. Главу 1). Как следствие, также возможно генерация звука и за счет такого механизма. Влияния пондеромоторного воздействия на генерацию звука посвящен раздел 5. Здесь ограничимся пока рассмотрением генерации звука за счет нагрева электронов и решетки.

Перейдем к описанию генерации звука за счет нагрева решетки и электронов. Для воспользуемся уравнением для продольного смещения атомов решетки [53]

$$\rho\frac{\partial^2 u_z(z,t)}{\partial t^2}=\rho v_l^2\frac{\partial^2 u_z(z,t)}{\partial z^2}-\frac{\partial\sigma(z,t)}{\partial z},\ 0<z<L, \tag{3.1}$$

где $u_z(z,t)$ - проекция вектора смещения решетки, ρ - плотность металла, v_l - скорость продольного звука в металле, $\sigma(z,t)$ - продольная компонента тензора напряжений, возникающая из-за нагрева атомов решетки и электронов, и

$$\sigma(z,t)=\gamma C\Delta T(z,t)+\gamma_e C_e\Delta T_e(z,t), \tag{3.2}$$

где $\Delta T(z,t)$ и $\Delta T_e(z,t)$ - изменения температуры решетки и электронов соответственно, C_e и C - теплоемкости электронов и решетки, γ и γ_e - параметры Грюнайзейна решетки и электронов. Первое слагаемое в выражении (3.2) отвечает вкладу от нагрева решетки [42; 54; 92], а второе от нагрева электронов [42; 54]. Затухание звука не учитывается, поскольку характерные частоты генерируемого звука лежат в гигагерцовом и субтерагерцовом диапазоне частот, в котором затухание мало. Затухание звука учтено в разделе 5, где рассматривается звук терагерцового диапазона частот. Для описания звука, проникающего в диэлектрик, можно воспользоваться аналогичным уравнением

$$\rho_d\frac{\partial^2 u_z(z,t)}{\partial t^2}=\rho_d v_d^2\frac{\partial^2 u_z(z,t)}{\partial z^2},\ z>L, \tag{3.3}$$

где ρ_d - плотность диэлектрика, v_d - скорость продольного звука в диэлектрике. Источники в уравнении (3.3) отсутствуют, поскольку нагревом диэлектрика можно пренебречь, в связи его малой теплопроводности. В качестве граничных условий для уравнений (3.1) и (3.3) примем, что

$$\rho v_l^2\frac{\partial u_z(z,t)}{\partial z}\Big|_{z=0}-\sigma(0,t)=0, \tag{3.4}$$

$$\rho v_l^2 \frac{\partial u_z(z,t)}{\partial z}\Big|_{z=L-0} - \sigma(L,t) = \rho_d v_d^2 \frac{\partial u_z(z,t)}{\partial z}\Big|_{z=L+0}, \tag{3.5}$$

$$u_z(L-0,t) = u_z(L+0,t) \tag{3.6}$$

Соотношения (3.4) и (3.5) отвечают условиям отсутствия напряжений на поверхностях металлической пленки, а соотношение (3.6) отвечает условию идеального контакта между пленкой металла и подложкой. Также при решении уравнения (3.3) следует оставлять только то решение, которое отвечает звуку, распространяющемуся вдоль положительного направления оси oz. В качестве начальных условий примем, что до воздействия лазерного импульса звук отсутствовал: $u_z(z,-\infty) = 0$, $[\partial u_z(z,t)/\partial t]_{t=-\infty} = 0$.

Вышеприведённые уравнения, описывающие смещение атомов решетки, следует также дополнить уравнением для температур решетки и электронов. Ограничимся рассмотрением случая, когда плотность потока энергии воздействующего излучения относительно невелика. В этом случае нагрев приводит к небольшим изменениям температур электронов и решетки. То есть приращения температур электронов $\Delta T_e(z,t)$ и решетки $\Delta T(z,t)$ малы по сравнению с исходной температурой пленки металла T_0. Для определения $\Delta T(z,t)$ и $\Delta T_e(z,t)$ воспользуемся уравнениями двухтемпературной модели (см. [99; 100]), в рамках которой предполагается, что энергия лазерного излучения поглощается электронами, а затем она передается атомам решетки. Уравнения двухтемпературной модели имеют вид

$$C_e \frac{\partial \Delta T_e(z,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left[\lambda \frac{\partial \Delta T_e(z,t)}{\partial z}\right] + Q(z,t) - G[\Delta T_e(z,t) - \Delta T(z,t)], \tag{3.7}$$

$$0 < z < L,$$

$$C \frac{\partial \Delta T(z,t)}{\partial t} = G[\Delta T_e(z,t) - \Delta T(z,t)],\ 0 < z < L, \tag{3.8}$$

где $\lambda = C_e v_F^2/3\nu_s$ - коэффициент теплопроводности, G - параметр, определяющий темп передачи энергии от электронов к решетке, $Q(z,t)$ - поглощаемая мощность. В условиях малого нагрева в уравнениях (3.7) и (3.8) теплоёмкости C_e и C, параметр G, коэффициент теплопроводности λ и частота столкновений ν_s не зависят от изменений температур $\Delta T(z,t)$ и $\Delta T_e(z,t)$, а зависят только от начальной температуры T_0. В качестве начального условия для этих уравнений примем, что до воздействия лазерного импульса $\Delta T_e(z,-\infty) = \Delta T(z,-\infty) = 0$. В свою очередь, граничные условия имеют вид

$$\left.\frac{\partial T_e(z,t)}{\partial z}\right|_{z=0} = \left.\frac{\partial T_e(z,t)}{\partial z}\right|_{z=L} = 0. \tag{3.9}$$

Такие граничные условия отвечают условиям отсутствия потока тепла через границы пленки. Пренебрежение потоком тепла на границе металл-диэлектрик оправдано относительно небольшой теплопроводностью диэлектрика. Уравнения (3.1)-(3.8) составляют основу дальнейшего описания генерации звуковых импульсов.

3.2 Генерация звука в оптически толстой пленке металла

Рассмотрим генерацию звука в пленке, толщина которой значительно больше толщины скин-слоя на частоте зондирующего излучения. Это отвечает выполнению условия $\mathrm{Re}\kappa_L L \gg 1$. Изучение смещения атомов в этих условиях проведено в работе [77]. В такой пленке для напряженности электрического поля можно воспользоваться выражением

$$\boldsymbol{E}(z,t) = \frac{1}{2}\boldsymbol{E}_c(z,t)e^{-i\omega_0 t} + c.c. = \frac{\omega_0}{\omega_0 + ic\kappa_L}\boldsymbol{E}_L(t)e^{-i\omega_0 t - \kappa_L z} + c.c., \tag{3.10}$$
$$0 < z < L.$$

В свою очередь для поглощаемой мощности из (3.10) имеем

$$Q(z,t) = n\nu\frac{e^2|E_c|^2}{2m\omega_0^2} = \frac{\nu}{2\pi}\frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + ic\kappa_L|^2}E_L^2(t)e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z}. \tag{3.11}$$

Перейдем теперь к определению смещения атомов, вызванного изменением температур решетки и электронов. Для этого воспользуемся преобразованием Лапласа по времени t. Из уравнения (3.8), для изображения изменения температуры решетки $\Delta T(z,\omega)$ имеем

$$\Delta T(z,\omega) = \frac{\Delta T_e(z,\omega)}{1 - i\omega C/G}, \tag{3.12}$$

где ω - частота, возникающая после преобразования Лапласа, $\mathrm{Im}(\omega) > 0$. Теперь, используя это выражение и уравнение (3.8), можно записать уравнение для изображения изменения температуры электронов. Оно имеет вид

$$\frac{\partial^2 \Delta T_e(z,\omega)}{\partial z^2} = \kappa_T^2 \Delta T_e(z,\omega) - \frac{1}{\lambda}Q(z,\omega), \tag{3.13}$$

где $Q(z,\omega)$ - изображение поглощаемой мощности, а

$$\kappa_T^2 = -\frac{i\omega C_e}{\lambda}\left(1 + \frac{C}{C_e}\frac{1}{1 - i\omega C/G}\right). \tag{3.14}$$

Решая теперь уравнение (3.13), с учетом граничных условий (3.9) и неравенства $\mathrm{Re}\kappa_L L \gg 1$, для $\Delta T_e(z,\omega)$ приближенно получаем

$$\Delta T_e(z,\omega) = -T(\omega)\left\{e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z} - \frac{2\mathrm{Re}\kappa_L}{\kappa_T}\frac{\cosh\left[\kappa_T(z-L)\right]}{\sinh(\kappa_T L)}\right\}, \tag{3.15}$$

где

$$T(\omega) = \frac{1}{2\pi}\frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + i\kappa_L c|^2}\frac{1}{(2\mathrm{Re}\kappa_L)^2 - \kappa_T^2}\frac{\nu}{\lambda}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt E_L^2(t)\exp(i\omega t). \tag{3.16}$$

Перейдем теперь к определению изображения смещения атомов решетки $u_z(z,\omega)$. Из уравнений (3.1) и (3.3), а также формулы (3.12) для $u_z(z,\omega)$ имеем

$$\frac{\partial^2 u_z(z,\omega)}{\partial z^2} = -k_a^2 u_z(z,\omega) + \frac{C_\gamma}{\rho v_l^2}\frac{\partial \Delta T_e(z,\omega)}{\partial z},\ 0 < z < L, \tag{3.17}$$

$$\frac{\partial^2 u_z(z,\omega)}{\partial z^2} = -k_d^2 u_z(z,\omega),\ z > L. \tag{3.18}$$

где $k_a = \omega/v_l$, $k_d = \omega/v_d$ и $C_\gamma = \gamma_e C_e + \gamma C/(1 - i\omega C/G)$. Общее решение уравнений (3.17) и (3.18) имеет вид

$$u_z(z,\omega) = u_+(\omega)e^{ik_a z} + u_-(\omega)e^{-ik_a z} + \frac{1}{\rho v_l^2}\frac{2\mathrm{Re}\kappa_L}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}\times$$
$$\times C_\gamma T(\omega)\left[e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z} + \frac{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}{k_a^2 + \kappa_T^2}\frac{\sinh\left(\kappa_T(z-L)\right)}{\sinh(\kappa_T L)}\right], \tag{3.19}$$
$$0 < z < L,$$

$$u_z(z,\omega) = u_d(\omega)e^{ik_d z},\ z > L. \tag{3.20}$$

Функции $u_+(\omega)$ и $u_-(\omega)$ в (3.19) определяют амплитуду акустических волн, распространяющихся в металле в положительном и отрицательном направлении оси oz, соответственно, а функция $u_d(\omega)$ определяет амплитуду волны, прошедшей в диэлектрик. Для определения неизвестных функций $u_+(\omega)$, $u_-(\omega)$ и $u_d(\omega)$ воспользуемся граничными условиями (3.4)-(3.6). Используя их, а также условие $\mathrm{Re}\kappa_L L \gg 1$, получаем

$$u_\pm(\omega) = \frac{1}{2\rho v_l^2}\frac{ik_a}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}\frac{1 \pm \mu}{i\sin(k_a L) - \mu\cos(k_a L)}e^{\mp ik_a L}\times$$

$$\times C_\gamma T(\omega)\left[\frac{\alpha}{\sinh(\kappa_T L)}\left(\cosh(\kappa_T L) - \frac{e^{\pm ik_a L}}{1\pm\mu}\right) - 1\right], \qquad (3.21)$$

$$u_d(\omega) = \frac{1}{\rho_d v_d^2}\frac{ik_a}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}\frac{1}{i\sin(k_a L) - \mu\cos(k_a L)}e^{-ik_d L}\times$$
$$\times C_\gamma T(\omega)\left[\frac{\alpha}{\sinh(\kappa_T L)}\left(\cosh(\kappa_T L) - \cos(k_a L)\right) - 1\right]\Bigg\}, \qquad (3.22)$$

где $\alpha = (2\mathrm{Re}\kappa_L/\kappa_T)(k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2)/(k_a^2 + \kappa_T^2)$ и $\mu = \rho_d v_d/\rho v_l$.

3.3 Генерация звука в однородно нагреваемой пленке

В предыдущем разделе рассмотрена генерация звука в оптически толстой пленке, когда $\mathrm{Re}\kappa_L L \gg 1$. В этом разделе будет описана генерация звука в случае, когда имеет место однородный нагрев пленки по ее толщине. Это возможно, если толщина пленки L меньше длины свободного пробега электронов v_F/ν. При этом требовать выполнения условия $\mathrm{Re}\kappa_L L \gg 1$ не будем. Поэтому при описании электромагнитного поля в металле необходимо учитывать его отражение от границы металл-диэлектрик. Соответствующие вычисления приведены в работе [80].

Представим поле внутри пленки металла в виде

$$E(z,t) = \frac{1}{2}F(z)E_L(t)\exp(-i\omega_0 t) + c.c., \qquad (3.23)$$

где функция $F(z)$ описывается уравнением

$$\frac{d^2F(z)}{dz^2} - \kappa_L^2 F(z) = 0. \qquad (3.24)$$

Уравнение для $F(z)$ может быть получено по аналогии с уравнением (1.8). Поля в вакууме и диэлектрике описываются аналогично, но в уравнении (3.24) следует заменить κ_L^2 на $-\omega_0^2/c^2$ и на $-\varepsilon_d\omega_0^2/c^2$ соответственно, где ε_d - диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Внутри металла решение уравнения (3.24) имеет вид $C_1\exp(\kappa_L z) + C_2\exp(-\kappa_L z)$, в вакууме $\exp(i\omega z/c) + R\exp(-i\omega z/c)$, и в диэлектрике $T\exp(i\sqrt{\varepsilon_d}\omega_0 z/c)$. Неизвестные коэффициенты $R,\ T,\ C_1,\ C_2$ находятся из условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах металла, что эквивалентно условиям непрерывности $F(z)$ и

$F'(z)$. Используя эти условия, для $F(z)$ в металле имеем

$$F(z) = \frac{2}{D}\omega_0\{\sqrt{\varepsilon_d}\omega_0 \sinh[\kappa_L(z-L)] - i\kappa_L c \cosh[\kappa_L(z-L)]\},\ 0 < z < L. \quad (3.25)$$

$$D = (\kappa_L^2 c^2 - \sqrt{\varepsilon_d}\omega_0^2)\sinh(\kappa_L L) - i\omega_0\kappa_L c(1+\sqrt{\varepsilon_d})\cosh(\kappa_L L). \quad (3.26)$$

В условиях однородного нагрева можно пренебречь переносом тепла по толщине пленки. Тогда уравнения двухтемпературной модели (3.7) и (3.8) примут вид

$$C_e\frac{d\Delta T_e(t)}{dt} = S(t) - G[\Delta T_e(t) - \Delta T(t)],\ 0 < z < L, \quad (3.27)$$

$$C\frac{d\Delta T(t)}{dt} = G[\Delta T_e(t) - \Delta T(t)],\ 0 < z < L, \quad (3.28)$$

где $S(t)$ - усредненная по толщине поглощаемая мощность. Поскольку в обсуждаемых условиях $\omega_0 \gg \nu$, то для $S(t)$ имеем

$$S(t) \approx \frac{1}{8\pi L}\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\nu E_L^2(t)\int_0^L |F(z)|^2 dz. \quad (3.29)$$

Для упрощения соотношений далее примем, что $\mathrm{Re}\kappa_L \gg \mathrm{Im}\kappa_L$. Для типичных металлов в оптическом диапазоне это условие реализуется при частотах лазерного излучения ниже порога межзонных переходов. В этом случае $\kappa_L \approx \mathrm{Re}\kappa_L$ и $|F(z)|^2$ можно представить в виде

$$|F(z)|^2 \approx \frac{4\omega_0^2}{|D|^2}\{\kappa_L^2 c^2\cosh^2[\kappa_L(z-L)] + \varepsilon_d\omega_0^2\sinh^2[\kappa_L(z-L)]\}. \quad (3.30)$$

Примем, что огибающая лазерного импульса имеет вид $E_L^2(t) = E_L^2\exp(-t^2/t_p^2)$. В случае, когда характерные частоты генерируемого звука много меньше $1/t_p$, что имеет место в случае воздействия фемтосекундного лазерного импульса, можно считать, что поглощение энергии импульса происходит мгновенно. При этом функцию $E_L^2(t)$ в выражении (3.29) можно представить в виде $E_L^2(t) = \sqrt{\pi}t_p E_L^2\delta(t)$, где $\delta(t)$ - дельта-функция Дирака. Принимая это во внимание и подставляя выражение (3.30) в (3.29), получаем

$$S(t) \approx Q\delta(t) = \frac{\sqrt{\pi}\nu t_p}{\kappa_L L}\frac{\omega_p^2 I}{c|D|^2}\delta(t)\left[2\kappa_L L(\kappa_L^2 c^2 - \varepsilon_d\omega_0^2) + \sinh(2\kappa_L L)(\kappa_L^2 c^2 + \varepsilon_d\omega_0^2)\right], \quad (3.31)$$

где $I = (c/8\pi)E_L^2$ - плотность потока энергии лазерного излучения. Принимая во внимание явный вид $S(t)$ (3.31) запишем решение уравнений (3.27) и (3.28) с учетом того, что до воздействия лазерного импульса $\Delta T(-\infty) = \Delta T(-\infty) = 0$:

$$\Delta T_e(t) = \frac{Q}{C + C_e}\left(1 + \frac{C}{C_e}e^{-t/t_{ep}}\right)\theta(t). \tag{3.32}$$

$$\Delta T(t) = \frac{Q}{C + C_e}\left(1 - e^{-t/t_{ep}}\right)\theta(t), \tag{3.33}$$

где $\theta(t)$ - ступенчатая функция Хевисайда, $t_{ep} = CC_e/G(C + C_e)$ - характерное время передачи энергии от электронов к решетке.

В условиях однородного нагрева пленки в уравнении (3.1) член $\partial\sigma(z,t)/\partial z = 0$. Учитывая это, из уравнений (3.1) и (3.3) получаем

$$u(z,\omega) = u_+(\omega)e^{ik_a z} + u_-(\omega)e^{-ik_a z},\ 0 < z < L, \tag{3.34}$$

В диэлектрике смещение атомов описывается формулой (3.20). Для нахождения неизвестных функций $u_\pm(\omega)$ и $u_d(\omega)$ воспользуемся граничными условиями (3.4) и (3.6). Изображение $\sigma(0,\omega)$ определяется изображениями температур $\Delta T(\omega)$ и $\Delta T_e(\omega)$. Изображение изменения температуры решетки описывается формулой (3.12), а изменения температуры электронов (см. формулу (3.32))

$$\Delta T_e(\omega) = \frac{iQ}{\omega}\left[C_e + \frac{C}{1 - i\omega C/G}\right]^{-1}, \tag{3.35}$$

где $\mathrm{Im}(\omega) > 0$. Используя эти формулы и граничные условия (3.4) - (3.6), получаем

$$u_\pm(\omega) = \frac{i}{2k_a\rho v_l^2}\frac{1 \pm \mu}{i\sin(k_a L) - \mu\cos(k_a L)}C_\gamma\Delta T_e(\omega)\left(e^{\mp ik_a L} - \frac{1}{1 \pm \mu}\right), \tag{3.36}$$

$$u_d(\omega) = \frac{i}{k_a\rho v_l^2}\frac{1 - \cos(k_a L)}{i\sin(k_a L) - \mu\cos(k_a L)}C_\gamma\Delta T_e(\omega). \tag{3.37}$$

3.4 Смещение атомов решетки с учетом конечной теплопроводности и отражения электромагнитного поля от задней поверхности пленки

В предыдущих разделах рассмотрены случаи оптически толстой и однородно нагреваемой пленки. Вместе с тем возможен случай, когда толщина пленки больше характерных масштабов переноса тепла, но меньше глубины скин-слоя. Это может быть, например, вблизи границы межзонных переходов металла, когда величина скин-слоя может быть относительно большой (см. например [91]). Поэтому представляет интерес получить общие выражения для смещения атомов решетки как с учетом конечной теплопроводности, так и с учетом отражения поля от задней границы металла. Также это позволит оценить степень точности приближенного описания генерации звука (см. разделы 4.5 и 4.6. Главы 4). Соответствующие вычисления приведены в работе [79].

При описании нагрева в общем случае следует использовать уравнения (3.7) и (3.8), в которых поглощаемая мощность имеет вид

$$Q(z,t) = \frac{1}{8\pi}\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\nu|F(z)|^2E_L^2(t), \tag{3.38}$$

где $F(z)$ имеет вид (3.25). При написании этого выражения учтено, что $\omega_0 \gg \nu$. Связь между изображениями изменения температур решетки и электронов будет все так же даваться формулой (3.12). В свою очередь для нахождения изображения изменения температуры решетки необходимо решить уравнение (3.13), с $Q(z,t)$ вида (3.38). С учетом граничных условий (3.9) такое решение имеет вид

$$\Delta T_e(z,\omega) = H_a(0,\omega)\frac{\cosh\big(\kappa_T(z-L)\big)}{\sinh(\kappa_T L)} - H_a(L,\omega)\frac{\cosh(\kappa_T z)}{\sinh(\kappa_T L)} + \\ + H_1(z,\omega) + H_2(z,\omega), \tag{3.39}$$

где функции $H_a(z,\omega)$, $H_1(z,\omega)$ и $H_2(z,\omega)$ имеют вид

$$H_a(z,\omega) = \frac{1}{\kappa_T}\left(\frac{\partial H_1(z,\omega)}{\partial z} + \frac{\partial H_2(z,\omega)}{\partial z}\right), \tag{3.40}$$

$$H_1(z,\omega) = \frac{\omega_p^2}{4\pi|D|^2}\frac{\nu}{\lambda}\frac{1}{\kappa_T^2-(2\kappa_L')^2}\Big[\big(|\kappa_L|^2c^2+\varepsilon_d\omega_0^2\big)\cosh\big(2\kappa_L'(z-L)\big) + \\ + 2\sqrt{\varepsilon_d}\omega_0\kappa_L''c\sinh\big(2\kappa_L'(z-L)\big)\Big]\int\limits_{-\infty}^{+\infty}E_L^2(t)e^{i\omega t}dt, \tag{3.41}$$

$$H_2(z,\omega) = \frac{\omega_p^2}{4\pi|D|^2}\frac{\nu}{\lambda}\frac{1}{\kappa_T^2+(2\kappa_L'')^2}\Big[\big(|\kappa_L|^2c^2-\varepsilon_d\omega_0^2\big)\cos\big(2\kappa_L''(z-L)\big) - \\ - 2\sqrt{\varepsilon_d}\omega_0\kappa_L'c\sin\big(2\kappa_L''(z-L)\big)\Big]\int\limits_{-\infty}^{+\infty}E_L^2(t)e^{i\omega t}dt. \tag{3.42}$$

Здесь использованы обозначения $\kappa'_L = \mathrm{Re}\kappa_L$ и $\kappa''_L = \mathrm{Im}\kappa_L$.

Далее необходимо решить уравнения (3.17) и (3.17). Общее решение уравнения (3.17), с учетом (3.39) имеет вид

$$u_z(z,\omega) = u_+(\omega)e^{ik_a z} + u_-(\omega)e^{-ik_a z} + \frac{C_\gamma}{\rho v_l^2}\Bigg\{\frac{\kappa_T}{k_a^2+\kappa_T^2}\frac{1}{\sinh(\kappa_T L)}\times$$

$$\times\Big[H_a(0,\omega)\sinh\big(\kappa_T(z-L)\big) - H_a(L,\omega)\sinh\big(\kappa_T z\big)\Big] + \frac{1}{k_a^2+(2\kappa'_L)^2}\frac{\partial H_1(z,\omega)}{\partial z}+$$

$$+\frac{1}{k_a^2-(2\kappa''_L)^2}\frac{\partial H_2(z,\omega)}{\partial z}\Bigg\},\ 0<z<L \tag{3.43}$$

В свою очередь, в диэлектрике смещение атомов описывается формулой (3.20). Для нахождения неизвестных функций $u_\pm(\omega)$ и $u_d(\omega)$ вновь воспользуемся граничными условиями (3.4)-(3.6). Тогда получаем

$$u_\pm(\omega) = \frac{C_\gamma e^{\mp ik_a L}}{2\rho v_l^2}\frac{1\pm\mu}{i\sin(k_a L)-\mu\cos(k_a L)}\Bigg\{\frac{ik_a}{k_a^2+\kappa_T^2}\frac{1}{\sinh(\kappa_T L)}\Bigg[H_a(0,\omega)\times$$

$$\times\Bigg(\cosh(\kappa_T L)-\frac{e^{\pm ik_a L}}{1\pm\mu}\Bigg) - H_a(L,\omega)\Bigg(1-\cosh(\kappa_T L)\frac{e^{\pm ik_a L}}{1\pm\mu}\Bigg)\Bigg]+$$

$$+\frac{ik_a}{k_a^2+(2\kappa'_L)^2}\Bigg(H_1(0,\omega)-\frac{e^{\pm ik_a L}}{1\pm\mu}H_1(L,\omega)\Bigg) + \frac{ik_a}{k_a^2-(2\kappa''_L)^2}\Bigg(H_2(0,\omega)-$$

$$-\frac{e^{\pm ik_a L}}{1\pm\mu}H_2(L,\omega)\Bigg) + \frac{\mu e^{\pm ik_a L}}{1\pm\mu}\Bigg(\frac{1}{k_a^2+(2\kappa'_L)^2}\frac{\partial H_1(z,\omega)}{\partial z}\Big|_{z=L}$$

$$+\frac{1}{k_a^2-(2\kappa''_L)^2}\frac{\partial H_2(z,\omega)}{\partial z}\Big|_{z=L} - \frac{\kappa_T}{k_a^2+\kappa_T^2}H_a(L,\omega)\Bigg)\Bigg\}, \tag{3.44}$$

$$u_d(\omega) = \frac{C_\gamma}{\rho v_l^2}\frac{1}{i\sin(k_a L)-\mu\cos(k_a L)}\Bigg\{\frac{ik_a}{k_a^2+\kappa_T^2}\frac{1}{\sinh(\kappa_T L)}\Bigg[H_a(0,\omega)\big(\cosh(\kappa_T L)-$$

$$-\cos(k_a L)\big) - H_a(L,\omega)\Bigg(1-\cosh(\kappa_T L)\cos(k_a L)\Bigg)\Bigg] + \frac{ik_a}{k_a^2+(2\kappa'_L)^2}\big(H_1(0,\omega)-$$

$$-H_1(L,\omega)\cos(k_a L)\big) + \frac{ik_a}{k_a^2-(2\kappa''_L)^2}\big(H_2(0,\omega)-H_2(L,\omega)\cos(k_a L)\big)+$$

$$+i\sin(k_a L)\Bigg(\frac{1}{k_a^2+(2\kappa'_L)^2}\frac{\partial H_1(z,\omega)}{\partial z}\Big|_{z=L} + \frac{1}{k_a^2-(2\kappa''_L)^2}\frac{\partial H_2(z,\omega)}{\partial z}\Big|_{z=L}-$$

$$-\frac{\kappa_T}{k_a^2+\kappa_T^2}H_a(L,\omega)\Bigg)\Bigg\}. \tag{3.45}$$

3.5 Влияние пондеромоторного воздействия на генерацию звука терагерцового диапазона частот

Выше рассмотрена генерация звука за счет изменения температур решетки и электронов. Такой механизм доминирует тогда, когда частота звука меньше отношения G/C_e [43; 46; 47]. Такие частоты лежат в гигагерцовом диапазоне. На частотах порядка или больших G/C_e существенный вклад в генерацию звука вносит нагрев электронов, температура которых больше температуры решетки [60]. Для типичных металлов влияние давления электронов становится существенным при переходе от гигагерцового к терагерцовому диапазону частот. Возможен также и еще один механизм генерации звука, связанный с низкочастотным движением электронов - пондеромоторное воздействие на них. Под действием пондеромоторной силы электроны смещаются относительно ионов решетки. При таком смещении возникает электрическое поле, которое действует на ионы решетки, приводя к их смещению. При рассмотрении генерации терагерцового звука обычно не учитывают воздействие пондеромоторной силы на электроны [101]. Вместе с тем, известно (см., например, Главы 1 и 2 или работы [73; 74]), что когда за время воздействия импульса происходит мало электронных столкновений ($\nu t_p < 1$), на движение электронов пондеромоторная сила воздействует сильнее, чем градиент их температуры. Воздействие пондеромоторной силы проявляется еще сильнее, если за время воздействия лазерного импульса температура электронов уменьшается вследствие высокой теплопроводности электронов. Условие $\nu t_p \lesssim 1$ выполняется при воздействии на металлы достаточно коротких лазерных импульсов. В связи с этим представляет интерес рассмотреть влияние пондеромоторной силы на генерацию звука в той области частот, где необходим учет градиента температуры электронов. Такое рассмотрение актуально для исследований генерации звука в области частот порядка или больших одного терагерца. Изучению влияния пондеромоторного воздействия на генерацию звука терагерцового диапазона частот посвящена работа [78].

Прежде чем переходить к обсуждению степени влияния пондеромоторного воздействия на электроны на генерацию звука, необходимо определить смещение атомов решетки, вызванное им. Для простоты ограничимся рассмотрением случая оптически толстой пленки. Продольная компонента тензора напряжений, отвечающая такому механизму генерации звука, имеет вид

$$\sigma_W(z,t) = nW(z,t) = \frac{ne^2|E_c|^2}{4m\omega_0^2} = \frac{1}{4\pi}\frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + ic\kappa_L|^2}E_L^2(t)e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z}. \tag{3.46}$$

Здесь $W(z,t)$ - пондеромоторный потенциал. Выражение (3.46) может быть получено при усреднении за период $2\pi/\omega_0$ члена, содержащего силу Лоренца в кинетическом уравнении для электронов [101]. Вклад от пондеромоторного воздействия входит аддитивным образом в уравнения (3.1) и (3.3) и граничные условия (3.4)-(3.6). Поэтому для определения смещения, вызванного пондеромоторным воздействием, достаточно решить систему (3.1), (3.3), (3.4)-(3.6) с $\sigma(z,t)$, имеющим вид (3.46). Ниже будем рассматривать частоты звука вплоть до 2 ТГц. Для таких больших частот может оказаться существенным затухание звука. Поэтому для строгости рассмотрения учтем его. Для этого в правую часть уравнения (3.1) необходимо добавить слагаемое $(-2\rho\beta)(\partial u_z(z,t)/\partial t)$, а в уравнении (3.3) $(-2\rho_d\beta_d)(\partial u_z(z,t)/\partial t)$, где β и β_d - коэффициенты затухания звука в металле и диэлектрике соответственно. Добавка такого члена приведет к изменению закона дисперсии звука в выражениях для изображения смещения атомов (см. (3.19)-(3.43)): $k_a^2 = (\omega^2/v_l^2)(1+2i\beta/\omega)$ и $k_d^2 = (\omega^2/v_d^2)(1+2i\beta_d/\omega)$, а также к изменению параметра μ: $\mu = \rho_d v_d\sqrt{1+2i\beta_d/\omega}/\rho v_l\sqrt{1+2i\beta/\omega}$. Теперь, проводя вычисления $u_z(z,\omega)$, аналогичные проведенным в разделе 2, для смещения атомов, вызванного пондеромоторным воздействием на электроны, получаем

$$u_z(z,\omega) = u_+(\omega)e^{ik_a z} + u_-(\omega)e^{-ik_a z} - \frac{nW(0,\omega)}{\rho v_l^2}\frac{2\mathrm{Re}\kappa_L}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}e^{-2\mathrm{Re}\kappa_L z}, \tag{3.47}$$

$$0 < z < L$$

$$u(z,\omega) = u_d(\omega)e^{ik_d z},\ z > L; \tag{3.48}$$

$$u_\pm(\omega) = \frac{nW(0,\omega)}{2\rho v_l^2}\frac{ik_a}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}\frac{1\pm\mu}{i\sin(k_a L) - \mu\cos(k_a L)}e^{\mp ik_a L}, \tag{3.49}$$

$$u_d(\omega) = \frac{nW(0,\omega)}{\rho_d v_d^2}\frac{ik_a}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}\frac{1}{i\sin(k_a L) - \mu\cos(k_a L)}e^{-ik_d L}. \tag{3.50}$$

Вышеприведенные формулы записаны с учетом условия $\mathrm{Re}\kappa_L L \gg 1$.

Обсудим какой механизм генерации звука является определяющим в различных условиях. Для это перейдем от фурье-образа вектора смещения решетки

$u_z(z, \omega)$ к изображению продольной компоненты тензора напряжений, отвечающей звуку, $\eta_{zz}(z, \omega) = \partial u_z(z, \omega)/\partial z = \eta_+(\omega) \exp(ik_a z) + \eta_-(\omega) \exp(-ik_a z)$, где

$$\eta_\pm(\omega) = \pm ik_a u_\pm(\omega), \tag{3.51}$$

и рассмотрим функцию

$$\eta_{zz}(0, \omega) = \eta_+(\omega) + \eta_-(\omega) = \frac{1}{\rho v_l^2} \frac{k_a^2}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2} \Bigg[nW(0, \omega) +$$

$$+ C_\gamma T(\omega) \left(\alpha \frac{\cosh(\kappa_T L)}{\sinh(\kappa_T L)} - 1 \right) \Bigg], \tag{3.52}$$

которая определяет спектральный состав звука на границе раздела металл-вакуум. При написании выражения (3.52) учтены вклады от всех трех механизмов генерации. Отметим также, что выражение (3.52) не содержит μ, то есть не зависит от материала подложки. Для сравнения механизмов генерации звука приведём графики для функции $\eta_{zz}(0, \omega)$ для золота при различных начальных температурах T_0 и несущих частотах лазерного излучения ω_0. При этом ограничимся рассмотрением частот < 2 ТГц, для которых закон дисперсии продольных звуковых волн близок к линейному [102; 103], а затухание звука относительно невелико. Параметры для золота, которые можно считать в рассматриваемых ниже условиях независящими от T_0 и ω_0, таковы: $n = n_a = 5.9 \times 10^{22}$ см$^{-3}$, где n_a - концентрация атомов решетки, $m \approx m_e = 0.9 \times 10^{-27}$ г [104], $\omega_p \approx 1.4 \times 10^{16}$ с$^{-1}$, $v_F = 1.4 \times 10^8$ см/с [105], $\gamma = 3.0$ и $\gamma_e = 1.6$ [106], $\rho = 19.3$ г/см^3, $v_l = 3.2 \times 10^5$ см/с [107]. В свою очередь C, C_e, G, β, ν и ν_s зависят от T_0 и ω_0. Для золота удельная теплоемкость электронов $C_e \approx 680 T_0$ эрг/см^{3}K [108]. Для определения теплоемкости решетки воспользуемся выражением [105]

$$C = 9 k_b n_a \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \int\limits_0^{\Theta/T} \frac{z^4 e^z}{\left(e^z - 1\right)^2} dz, \tag{3.53}$$

где k_b - постоянная Больцмана, Θ - температура Дебая, для золота $\Theta = 165$ K [105]. В свою очередь, для определения G воспользуемся результатами работы [109], где экспериментально установлены значения G для золота при различных температурах. Эффективные частоты столкновений электронов ν и ν_s в металлах при комнатной или ниже температуре в ближнем инфракрасном диапазоне $\sim 10^{13}$

с$^{-1}$ [110], и определяются суммой частот столкновений электронов с электронами $\nu_{ee}(T_e,\omega_0)$ и электронов с фононами $\nu_{ep}(T,\omega_0)$. При этом в условиях малого нагрева электронов и решетки $\nu \approx \nu_{ee}(T_0,\omega_0)+\nu_{ep}(T_0,\omega_0)$, а $\nu_s = \nu_{ee}(T_0,0)+\nu_{ep}(T_0,0)$. Для определения ν_{ee} воспользуемся формулой [86; 111]

$$\nu_{ee}(T_0,\omega_0) = \frac{\pi^3}{12}\frac{\Gamma\Delta}{\hbar\varepsilon_F}\left[(k_bT_0)^2+\left(\frac{\hbar\omega_0}{2\pi}\right)^2\right], \tag{3.54}$$

где Γ - вероятность рассеяния электронов усреднённая по поверхности Ферми, параметр Δ учитывает влияние процессов переброса, ε_F - энергия Ферми. Для золота $\Gamma = 0.55$, $\Delta = 0.75$ [111], $\varepsilon_F = 5.5$ эВ [105]. В свою очередь, в условиях $\varepsilon_F \gg \hbar\omega_0 \gg k_bT_0,\ k_b\Theta$ частота столкновений $\nu_{ep}(T_0,\omega_0)$ не зависит от ω_0 (см.[112; 113])

$$\nu_{ep} = \nu_0\left[\frac{2}{5}+4\left(\frac{T_0}{\Theta}\right)^5\int\limits_0^{\Theta/T_0}\frac{z^4}{e^z-1}dz\right], \tag{3.55}$$

где ν_0 константа, не зависящая от T_0 и для золота $\nu_0 = 2.4\times10^{13}$ с$^{-1}$. Коэффициент затухания звука в металле β строго говоря зависит от частоты ω. Параметр β влияет на $\eta_{zz}(0,\omega)$ посредством переопределения характерного волнового числа k_a. Если $\beta \ll \omega$, то его влияние мало. Для благородных металлов, таких как золото, при $T_0 = 300$ К для частот меньших двух ТГц ширина фононной линии много меньше 0.25мэВ [103], что отвечает неравенству $\beta \ll 4\times10^{11}$ с$^{-1}$. При более низких температурах параметр β еще меньше. Поэтому в рассмотренном далее интервале частот 250 ГГц - 2 ТГц (1.5×10^{12}с$^{-1}$ - 1.2×10^{13} с$^{-1}$), влияние β на вид функции $\eta_{zz}(0,\omega)$ незначительно. В численных расчетах, считаем β не зависящим от частоты, а для оценки β сверху используем данные из работы [103].

Примем, что огибающая лазерного импульса имеет вид $E_L^2(t) = E_L^2\exp(-t^2/t_p^2)$, и $t_p = 30$ фс, что отвечает ширине импульса на полувысоте $\tau \approx 50$ фс, а пиковая плотность потока энергии в импульсе $I = cE_l^2/8\pi = 2\times10^9$ Вт/см^2. Для указанной длительности импульса такой плотности потока отвечает энергия на единицу площади, равная ≈ 1 Дж/м^2. Рассмотрим два случая. Первый, когда $T_0 = 300$ К и лазерный импульс создается титан-сапфировым лазером с длинной волны лазерного излучения равной 800 нм, что отвечает $\omega_0 = 2.3\times10^{15}$ с$^{-1}$. Второй случай, когда $T_0 = 77$ К, длина волны лазерного излучения 1800 нм и $\omega_0 = 1.0\times10^{15}$ с$^{-1}$. В этих условиях, используя формулы для C_e, C (3.53) и частот столкновений (3.54), (3.55) и данные для G из работы [109], в первом случае

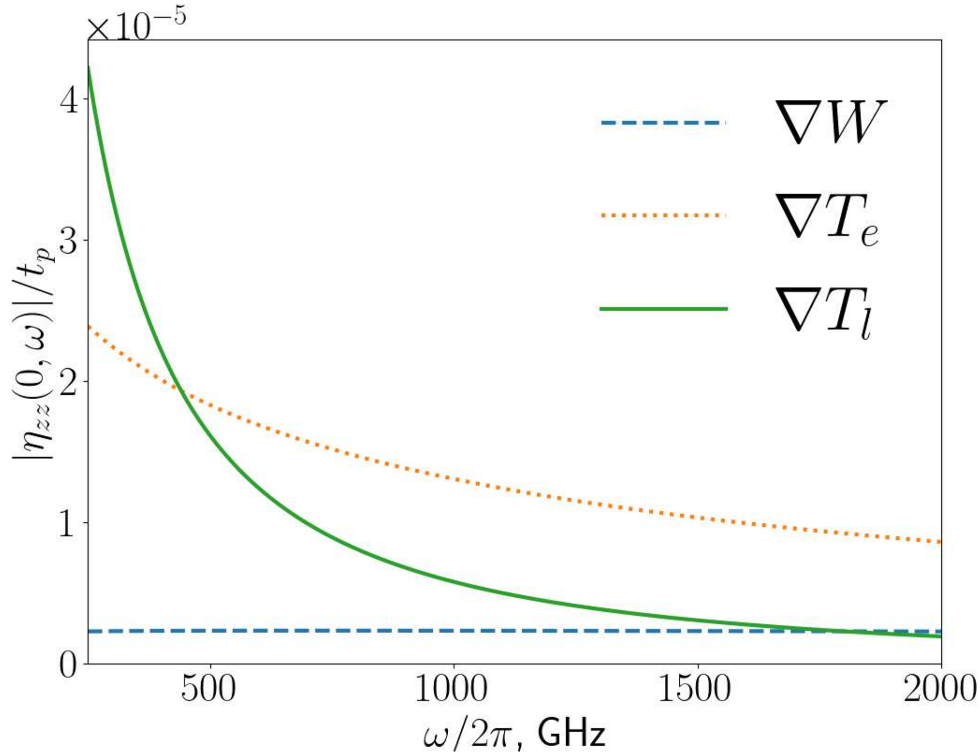


Рис. 3.2: Графики $|\eta_{zz}(0,\omega)|$ для золота в интервале 250 ГГц - 2 ТГц при $T_0 = 300$ К и $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$. Штрихованные кривые отвечают вкладу от пондеромоторной силы, пунктирные - от градиента температуры электронов, а сплошные - от градиента температуры решетки.

имеем: $C_e = 2.0 \times 10^5$ эрг/см^3, $C = 2.4 \times 10^7$ эрг/см^3, $G \approx 3 \times 10^{17}$ эрг/см^{3}Кс, $\nu \approx 6.1 \times 10^{13}$ с$^{-1}$, $\nu_s \approx 4.3 \times 10^{13}$ с$^{-1}$; а во втором случае: $C_e = 5.2 \times 10^4$ эрг/см^3, $C = 2.0 \times 10^7$ эрг/см^3, $G \approx 2 \times 10^{17}$ эрг/см^{3}Кс, $\nu \approx 1.7 \times 10^{13}$ с$^{-1}$, $\nu_s \approx 1.4 \times 10^{13}$ с$^{-1}$. Параметр β примем равным 1.8×10^{11} с$^{-1}$ и 3×10^{10} с$^{-1}$ в первом и втором случаях, соответственно [103]. Для указанных параметров в обоих случаях изменение температуры электронов не более, чем $\Delta T_e \sim 10$ К. То есть $\Delta T_e \ll T_0$. Изменение температуры решетки еще меньше. Толщину пленки металла примем равной 200 нм. При этом $\mathrm{Re}\kappa_L L \sim 10 \gg 1$.

Графики функции $\eta_{zz}(0,\omega)$ в диапазоне частот 250 ГГц - 2 ТГц приведены на Рис. 3.2 и 3.3. В первом случае (Рис. 3.2) для частот <450 ГГц основной вклад в генерацию звука происходит за счет градиента температуры решетки. На больших частотах доминирует вклад от градиента температуры электронов. На столь больших частотах вклад от пондеромоторного воздействия сравним со вкладом от градиента температуры решетки, но меньше, чем от градиента температуры электронов. В частности, на частоте около 2 ТГц он меньше примерно в четыре

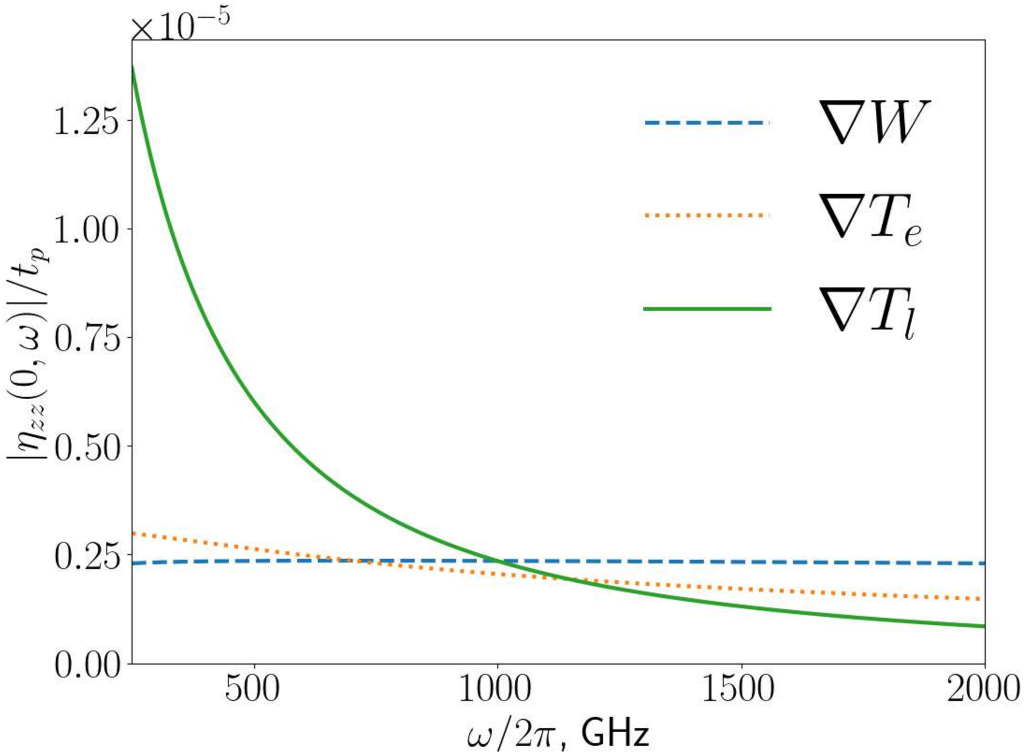


Рис. 3.3: То же, что и на Рис. 3.2, но при $T_0 = 77$ К и $\omega_0 = 1.0 \times 10^{15}$ с$^{-1}$.

раза (см. Рис. 3.2). Во втором случае картина иная (Рис. 3.3). В диапазоне частот до 1 ТГц вклады от пондеромоторной силы и градиента температуры электронов сравнимы по величине, но меньше, чем от градиента температуры решетки. В терагерцовом диапазоне частот главным уже является вклад от пондеромоторного воздействия. При частоте 2 ТГц он превосходит вклад от градиента температуры электронов примерно в два раза, а вклад от градиента температуры решетки почти в три раза. Отметим, что конкуренция между вкладами в $\eta_{zz}(0,\omega)$ от пондеромоторного воздействия и градиента температуры электронов определяется параметром ν/ω. Для частот $\omega \ll \nu$ доминирует вклад от градиента температуры электронов, а для $\omega \gg \nu$ от пондеромоторного воздействия. Из представленного анализа видно, что для количественного описания генерации терагерцевого звука в условиях малых эффективных частот столкновений электронов и при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металл необходимо учитывать вклад в генерацию от воздействия пондеромоторной силы.

3.6 Краткие итоги

Выше описана лазерная генерация звука в пленке металла на диэлектрической подложке. Записаны основные уравнения, описывающие смещение атомов решетки, возникающее за счет изменения температур решетки и электронов. С их помощью получены выражения для изображений смещения атомов для случаев оптически толстой пленки, однородно нагреваемой пленки, а также для более общего случая, учитывающего как конечную теплопроводность, так и отражения электромагнитного поля от задней поверхности пленки. Полученные выражения являются основой дальнейшего анализа, приведенного в Главе 4. Также рассмотрен механизм генерации, ранее не рассматривавшийся в литературе - воздействия пондеромоторной силы, локализованной в скин-слое металла, на электроны. Проведен сравнительный анализ эффективности генерации звука за счет разных механизмов при различных частотах столкновений электронов. Тогда, когда эффективные частоты столкновений электронов в металле велики, вклад от пондеромоторного воздействия оказывается меньше двух других вкладов, как в гигагерцовом, так и в терагерцовом диапазоне частот. Напротив, в случае малых эффективных частот столкновений, что имеет место при возбуждении звука достаточно короткими импульсами длинноволнового излучения в охлажденных металлах, вклад от пондеромоторного воздействия оказывается доминирующим в терагерцовом диапазоне частот.

Глава 4. Изменение коэффициента отражения, вызванное смещением атомов решетки

В этой главе описано изменение коэффициента отражения металла, возникающее из-за наличия смещения атомов решетки. В **разделе 1** получены общие выражения, связывающее продольную компоненту тензора деформации с изменением коэффициента отражения, как без учета отражения зондирующей волны от подложки, так и с его учетом. В **разделе 2** проанализировано изменение коэффициента отражения в частотной области при различных толщинах пленки и длинах волн зондирующего излучения. В свою очередь, временная зависимость изменения коэффициента отражения проанализирована в **разделах 3** и **4**. Наконец, в **разделах 5** и **6** проведено сравнение точного результата с приближениями оптически толстой пленки и однородно нагреваемой пленки, и определены условия применимости таких приближений. В **разделе 7** подведены итоги главы.

4.1 Общие выражения для изменения коэффициента отражения толстой и тонкой пленок

Смещение атомов решетки в металле сопровождается изменением коэффициента отражения металла, которое можно измерить, используя зондирующий импульс. Измерение изменения коэффициента отражения металла является одним из основных методов детектирования звука, используемых в эксперименте [42; 53]. Поэтому для анализа результатов предыдущей главы обсудим модуляции коэффициента отражения, возникающие при возбуждении звука в пленке металла. В этом разделе будут получены выражения для изменения коэффициента отражения как для случая, когда толщина пленки больше глубины скин-слоя на частоте зондирующего излучения, так и для случая, учитывающего отражение зондирующего излучения от границы металл-диэлектрик. Эти выражения получены в работах [77; 80].

Для описания напряженности электрического поля зондирующей волны в металле можно воспользоваться уравнением [42]

$$\frac{\partial^2 E_{pr}(z,t)}{\partial z^2} = -k_{pr}^2\big[\varepsilon(\omega_{pr}) + \Delta\varepsilon(z,t)\big]E_{pr}(z,t),\ 0 < z < L, \tag{4.1}$$

где $E_{pr}(z,t)$ - электрическое поле зондирующего излучения, $\varepsilon(\omega_{pr})$ - диэлектрическая проницаемость на частоте зондирующего излучения ω_{pr}, $\Delta\varepsilon(z,t)$ - изменение диэлектрической проницаемости, связанное с наличием смещения атомов решетки, $k_{pr} = \omega_{pr}/c$. Отметим, что уравнение (4.1) записано в условиях, когда $\Delta\varepsilon(z,t)$ изменяется на временах, больших, чем $1/\omega_{pr}$. Для описания поля в вакууме в уравнении (4.1) следует положить $\varepsilon(\omega_{pr}) = 1$ и $\Delta\varepsilon(z,t) = 0$. В свою очередь, в диэлектрике $\varepsilon(\omega_{pr}) = \varepsilon_d$ и $\Delta\varepsilon(z,t) = 0$. Последнее условие оправдано, если изменением диэлектрической проницаемости диэлектрика под воздействием звука можно пренебречь.

Рассмотрим сначала случай, когда $\mathrm{Re}\kappa_{pr}L \gg 1$, где $\kappa_{pr} = \omega_{pr}\sqrt{-\varepsilon(\omega_{pr})}/c = (\omega_{pr}/c)[\omega_p^2/\omega_{pr}(\omega_{pr}+i\nu) - \varepsilon_0(\omega_{pr})]^{1/2}$. Это отвечает случаю пленки, толщина которой больше глубины скин-слоя на частоте зондирующего излучения. При выполнении этого условия можно пренебречь отражением поля от диэлектрика и проникновением поля в него. В условиях, когда возбуждение звука происходит без повреждения образца, изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon(z,t)$ обычно оказывается мало, по сравнению с невозмущенной $\varepsilon(\omega_{pr})$. Поскольку $\Delta\varepsilon(z,t)$ мало, то уравнение (4.1) можно решить приближенно. В первом приближении в уравнении (4.1) можно положить $\Delta\varepsilon(z,t) = 0$. Решение получающегося уравнения имеет вид

$$\frac{2k_{pr}}{i\kappa_{pr}+k_{pr}}E_{pr}e^{-\kappa_{pr}z}, \tag{4.2}$$

где E_{pr} - амплитуда электрического поля зондирующего излучения. При этом электромагнитное поле у границы металл-диэлектрик и в диэлектрике экспоненциально мало. Принимая во внимание выражение (4.2) запишем уравнение (4.1) в виде, учитывающем приближенно влияние $\Delta\varepsilon(z,t)$ на структуру поля:

$$\frac{\partial^2 E_{pr}(z,t)}{\partial z^2} = \kappa_{pr}^2 E_{pr}(z,t) - \Delta\varepsilon(z,t)\frac{2k_{pr}^3}{i\kappa_{pr}+k_{pr}}E_{pr}e^{-\kappa_{pr}z}, \tag{4.3}$$

$$0 < z < L.$$

Общее решение уравнения (4.3) с учетом условия $\mathrm{Re}\kappa_{pr}L \gg 1$ может быть записано в виде

$$E_{pr}(z,t) = CE_{pr}e^{ikz} - \frac{1}{\kappa_{pr}}\frac{k_{pr}^3}{i\kappa_{pr}+k_{pr}}E_{pr}e^{-\kappa_{pr}z}\int\limits_z^{\infty}\Delta\varepsilon(z',t)dz' +$$

$$+\frac{1}{\kappa_{pr}}\frac{k_{pr}^3}{i\kappa_{pr}+k_{pr}}E_{pr}e^{\kappa_{pr}z}\int\limits_z^{\infty}\Delta\varepsilon(z',t)e^{-2\kappa_{pr}z'}dz',\ 0<z<L. \tag{4.4}$$

В свою очередь решение аналогичного уравнения в вакууме имеет вид

$$E_{pr}(z,t)=E_{pr}e^{ik_{pr}z}+rE_{pr}e^{-ik_{pr}z},\ z<0. \tag{4.5}$$

Полем в диэлектрике мы вновь пренебрегли, ввиду условия $\mathrm{Re}\kappa_{pr}L\gg 1$. Теперь, учтя непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного поля на поверхности металла, находим амплитудный коэффициент отражения r:

$$r=r_0+\frac{2ik_{pr}^3}{(i\kappa_{pr}+k_{pr})^2}\int\limits_0^{\infty}\Delta\varepsilon(z,t)e^{-2\kappa_{pr}z}dz=r_0+\Delta r, \tag{4.6}$$

где $r_0=(k_{pr}-k)/(k_{pr}+k)$ - невозмущенный амплитудный коэффициент отражения. Амплитудный коэффициент отражения связан с коэффициентом отражения R выражением $R=|r|^2$. Поскольку Δr малая поправка к r_0, то для изменения коэффициента отражения ΔR имеем: $\Delta R=|r_0+\Delta r|^2-|r_0|^2\approx 2\mathrm{Re}(r_0^*\Delta r)$. Используя (4.6) и явное выражение для k, находим

$$\frac{\Delta R(t)}{R}=-4k_{pr}\mathrm{Re}\left\{\frac{i}{\varepsilon(\omega_{pr})-1}\int\limits_0^{\infty}\Delta\varepsilon(z,t)\exp\left(2ik_{pr}\sqrt{\varepsilon(\omega_{pr})}z\right)dz\right\}, \tag{4.7}$$

Изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon(z,t)$ связано с наличием смещения атомов решетки. Эту связь можно представить в виде $\Delta\varepsilon(z,t)\approx(\partial\varepsilon(\omega_{pr})/\partial\eta)\eta(z,t)$, где $\eta(z,t)=\partial u_z(z,t)/\partial z$ - продольная компонента тензора деформации. Это выражение записано в линейном приближении по $\eta(z,t)$. Подставляя $\Delta\varepsilon(z,t)$ в (4.7) получаем

$$\frac{\Delta R(t)}{R}=-4k_{pr}\mathrm{Re}\left\{i\frac{\partial\varepsilon(\omega_{pr})/\partial\eta}{\varepsilon(\omega_{pr})-1}\int\limits_0^{\infty}\eta(z,t)\exp\left(2ik_{pr}\sqrt{\varepsilon(\omega_{pr})}z\right)dz\right\}. \tag{4.8}$$

Поскольку в Главе 3 получены выражения для изображений смещений, то удобно в формуле (4.8) перейти от $\eta(z,t)$ к $\eta_\pm(\omega)=\pm ik_a u_\pm(\omega)$, описывающих амплитуды изображений продольной компоненты тензора деформации, отвечающих звуку. Для этого воспользуемся соотношением

$$\eta(z,t)=\eta_{zz}(z,t)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\left(\eta_+(\omega)e^{ik_az}+\eta_-(\omega)e^{-ik_az}\right)e^{-i\omega t}. \tag{4.9}$$

Подставляя (4.9) в (4.8), получаем

$$\frac{\Delta R(t)}{R} = 4k_{pr}\mathrm{Re}\Big\{\frac{\partial\varepsilon(\omega_{pr})/\partial\eta}{\varepsilon(\omega_{pr})-1}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\omega}{2\pi}e^{-i\omega t}\Big(\frac{\eta_+(\omega)}{2k_{pr}\sqrt{\varepsilon(\omega_{pr})}+k_a}+$$

$$+\frac{\eta_-(\omega)}{2k_{pr}\sqrt{\varepsilon(\omega_{pr})}-k_a}\Big)\Big\}, \tag{4.10}$$

Далее, учтя, что $\eta_\pm(\omega) = \eta^*_\pm(-\omega)$ и $k_a(-\omega) = -k_a(\omega)$, получаем

$$\frac{\Delta R(t)}{R} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\frac{\Delta R(\omega)}{R}e^{-i\omega t}, \tag{4.11}$$

где изображение относительного изменения коэффициента отражения $\Delta R(\omega)/R$ описывается выражением

$$\frac{\Delta R(\omega)}{R} = K_{AO}(\omega)\eta_+(\omega) + K^*_{AO}(\omega)\eta_-(\omega), \tag{4.12}$$

$$K_{AO}(\omega) = 4k_{pr}\Big[\mathrm{Re}\Big(\frac{\partial\varepsilon(\omega_{pr})/\partial\eta}{\varepsilon(\omega_{pr})-1}\frac{2k_{pr}\sqrt{\varepsilon(\omega_{pr})}}{4k_{pr}^2\varepsilon(\omega_{pr})-k_a^2}\Big)-$$

$$-i\mathrm{Im}\Big(\frac{\partial\varepsilon(\omega_{pr})/\partial\eta}{\varepsilon(\omega_{pr})-1}\frac{k_a}{4k_{pr}^2\varepsilon(\omega_{pr})-k_a^2}\Big)\Big]. \tag{4.13}$$

Перейдем теперь к рассмотрению случая, когда необходимо учитывать отражение электромагнитного поля от диэлектрика. В этом случае поле зондирующего излучения в металле описывается выражениями (3.23) и (3.25), в которых ω_0 и κ_L заменены на ω_{pr} и κ_{pr}. Тогда для поля зондирующего излучения мы можем записать уравнение, аналогичное (4.3). Оно будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 E_{pr}(z,t)}{\partial z^2} = \kappa_{pr}^2 E_{pr}(z,t) - \Delta\varepsilon(z,t)k_{pr}^2 F_{pr}(z,t)E_{pr}, \tag{4.14}$$

$$0 < z < L.$$

Общее решение этого уравнения имеет вид

$$E_{pr}(z,t) = C_1 E_{pr}e^{-\kappa_{pr}z} + C_2 E_{pr}e^{\kappa_{pr}z} + \frac{k_{pr}^2}{2\kappa_{pr}}E_{pr}e^{-\kappa_{pr}z}\int\limits_0^z \Delta\varepsilon(z',t)F_{pr}(z',t)e^{\kappa_{pr}z'}dz'$$

$$+\frac{k_{pr}^2}{2\kappa_{pr}}E_{pr}e^{\kappa_{pr}z}\int\limits_z^L \Delta\varepsilon(z',t)F_{pr}(z',t)e^{-\kappa_{pr}z'}dz',\ 0 < z < L. \tag{4.15}$$

В свою очередь, решая аналогичное уравнение для поля, получаем: в вакууме

$$E_{pr}(z,t) = E_{pr}e^{ik_{pr}z} + rE_{pr}e^{-ik_{pr}z},\ z < L, \tag{4.16}$$

а в диэлектрике

$$E_{pr}(z,t) = tE_{pr}e^{i\sqrt{\varepsilon_d}k_{pr}z},\ z > L. \tag{4.17}$$

Здесь r и t - амплитудные коэффициенты отражения и пропускания. Для нахождения неизвестных коэффициентов в формулах (4.15)-(4.17) необходимо воспользоваться условиями непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Используя их, для r получаем

$$r = r_0 + \Delta r = r_0 + \frac{ik_{pr}^2 \partial\varepsilon/\partial\eta}{2(k_{pr} + i\alpha\kappa_{pr})}\big[(1+\alpha)I_- + (1-\alpha)I_+\big], \tag{4.18}$$

где

$$I_\pm = \int\limits_0^L \eta(z,t)F_{pr}(z)e^{\pm\kappa_{pr}z}dz, \tag{4.19}$$

$r_0 = (k_{pr} - i\alpha\kappa_{pr})/(k_{pr} + i\alpha\kappa_{pr})$ - невозмущенный амплитудный коэффициент отражения пленки, $\alpha = (e^{2\kappa_{pr}L} - r_d)/(e^{2\kappa_{pr}L} + r_d)$, $r_d = (i\kappa_{pr} - \sqrt{\varepsilon_d}k_{pr})/(i\kappa_{pr} + \sqrt{\varepsilon_d}k_{pr})$ - амплитудный коэффициент отражения от границы металл-диэлектрик. Переходя теперь к $\Delta R(t)/R$, окончательно получаем

$$\frac{\Delta R(t)}{R} = \mathrm{Re}\left\{\frac{ik_{pr}^2 \partial\varepsilon/\partial\eta}{k_{pr} + i\alpha\kappa_{pr}} r_0^* \big[(1+\alpha)I_- + (1-\alpha)I_+\big]\right\}. \tag{4.20}$$

Перейдем теперь в выражениях для $I_\pm$ от интегрирования по координате z к интегрированию по частоте ω. Для этого воспользуемся выражением формулой (4.9). Подставляя (4.9) в (4.19) и выполняя интегрирование по z, получаем

$$I_\pm = \frac{2\omega_{pr}}{D_{pr}} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi}\big(\eta_+(\omega)K_\pm(k_a) + \eta_-(\omega)K_\pm(-k_a)\big)e^{-i\omega t}, \tag{4.21}$$

где

$$K_\pm(k_a) = \frac{1}{k_a(k_a \mp 2i\kappa_{pr})}\Big\{\sqrt{\varepsilon_d}\omega_{pr}\big[\kappa_{pr}e^{\pm\kappa_{pr}L}\big(e^{ik_aL} - 1\big) - ik_a\sinh(\kappa_{pr}L)\big] -$$

$$- i\kappa_{pr}c\big[ik_a\cosh(\kappa_{pr}L) - (ik_a \pm \kappa_{pr})e^{(ik_a \pm \kappa_{pr})L} \pm \kappa_{pr}e^{\pm\kappa_{pr}L}\big]\Big\}. \tag{4.22}$$

Полученные в этом разделе выражения для изменения коэффициента отражения составляют основу дальнейшего обсуждения.

4.2 Анализ спектрального состава изменения коэффициента отражения

Рассмотрим сначала спектральный состав изменения коэффициента отражения. Для наглядности ограничимся рассмотрением случая оптически толстой пленки (см. работу [77]). В этом случае для описания смещения атомов воспользуемся выражением (3.21) и рассмотрим поведение функции $|\Delta R(\omega)/R|$ (4.12). Анализ этой функции проведем при $T_0 = 300$ К для пленок из меди толщиной $L = 50$ нм и $L = 300$ нм, и для длин волн зондирующего излучения $\lambda_{pr} = 400,\ 620,\ 800$ нм. Для меди $n = n_a = 8.5 \times 10^{22}$ см$^{-3}$ [105] (n_a - концентрация атомов решетки), $C \approx 3.6 \times 10^7$ эрг/см^{3}K, $C_e \approx 970T_0 \approx 2.9 \times 10^5$ эрг/см^{3}K [108], $G \approx 6.0 \times 10^{17}$ эрг/см^{3}Kс [108], $v_F = 1.6 \times 10^8$ см/с [105], $m \approx 1.5m_e$ [104] (m_e - масса электрона), $\omega_p \approx 1.3 \times 10^{16}$ с$^{-1}$, $\nu = 1.4 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ [104], $\nu_s = 1.4 \times 10^{13}$ с$^{-1}$ [85], $\gamma = 1.7$ и $\gamma_e = 0.9$ [106], $\rho = 9.3$ г/см^3 и $v_l = 4.7 \times 10^5$ см/с [107]. Диэлектрическая проницаемость меди на указанных длинах волн $\varepsilon(\omega_{pr}) = -3.4 + 5.8i$, $\varepsilon(\omega_{pr}) = -11 + 2.1i$, $\varepsilon(\omega_{pr}) = -25 + 2.0i$ [93], соответственно. Длины волн $\lambda_{pr} = 800$ нм и $\lambda_{pr} = 400$ нм соответствуют основной и удвоенной частотам титан-сапфирового лазера $\omega_{pr} = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$, а $\lambda_{pr} = 620$ нм соответствует $\omega_{pr} = 3.0 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ излучения лазера на красителе. Также предполагаем, что для случаев $\lambda_{pr} = 800$ нм и $\lambda_{pr} = 400$ нм $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$, а для $\lambda_{pr} = 620$ нм $\omega_0 = 3.0 \times 10^{15}$ с$^{-1}$. Огибающая импульса имеет вид $E_L^2(t) = E_L^2 \exp(-t^2/t_p^2)$, $t_p = 120$ фс, что отвечает ширине импульса на полувысоте $\tau \approx 200$ фс, а пиковая плотность потока энергии в импульсе $I = cE_l^2/8\pi = 5 \times 10^9$ Вт/см^2. В указанных условиях изменение температуры электронов не больше чем $\Delta T_e \sim 100$ К$\ll T_0$, а изменение температуры решетки еще меньше. Примем, что подложка изготовлена из SiO_2, в котором $\rho_d = 2.7$ г/см^3 и $v_d = 5.7 \times 10^5$ см/с [107], $\mu = 0.35$, или из Al_2O_3, в котором $\rho_d = 4.0$ г/см^3 [107], $v_d = 10.8 \times 10^5$ см/с [114] и $\mu = 0.99$. При расчетах воспользуемся соотношением

$$\frac{\partial \varepsilon(\omega_{pr})}{\partial \eta} = \frac{\partial \varepsilon(\omega_{pr})}{\partial \tilde{n}} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \eta} = 2\sqrt{\varepsilon(\omega_{pr})} \left(\frac{\partial n}{\partial \eta} + i \frac{\partial k}{\partial \eta} \right), \tag{4.23}$$

где $\tilde{n} = n + ik$ - комплексный показатель преломления. Надежные данные о величине $\partial n/\partial \eta$ и $\partial k/\partial \eta$ в меди нам найти не удалось. При оценке экспериментальных данных в качестве подгоночного параметра используется отношение

$(\partial n/\partial\eta)/(\partial k/\partial\eta)$. Например, для получения соответствия между теорией и экспериментальными значениями $\Delta R(t)/R$ предполагалось, что $(\partial n/\partial\eta)/(\partial k/\partial\eta) = 0.5$ [42] и $(\partial n/\partial\eta)/(\partial k/\partial\eta) = 1$[49] для никеля, $(\partial n/\partial\eta)/(\partial k/\partial\eta) = 1.9$ для золота [115] и $(\partial n/\partial\eta)/(\partial k/\partial\eta) = 1.6$ для хрома [49]. При отсутствии достоверных сведений о $\partial n/\partial\eta$ и $\partial k/\partial\eta$ и не претендуя на высокую точность, будем далее принимать $(\partial n/\partial\eta)/(\partial k/\partial\eta) = 1$, так как для типичных металлов $\partial n/\partial\eta \sim \partial k/\partial\eta$.

Графики функции $|\Delta R(\omega)/R|$ представлены на Рис. 4.1 - 4.3. При толщине пленки $L = 300$ нм (Рис. 4.1а - 4.3а) функция $|\Delta R(\omega)/R|$ имеет ярко выраженные периодически повторяющиеся максимумы и минимумы. Максимумы имеют место при $k_aL = (\pi/2)2n$, а минимумы при $k_aL = (\pi/2)(2n-1)$, где $n = 1, 2...$, что отвечает частотам: $\omega/2\pi \simeq 8n$ ГГц и $\omega/2\pi \simeq 8(n-1/2)$ ГГц, соответственно. Осцилляции $|\Delta R(\omega)/R|$ связаны с отражением звука от поверхностей металла. Наличие максимумов и минимумов можно усмотреть из формул (3.21), (4.12) и (4.13). Согласно (4.12) $\Delta R(\omega)/R = \mathrm{Re}K_{AO}(\omega)[\eta_+(\omega) + \eta_-(\omega)] + i\mathrm{Im}K_{AO}(\omega)[\eta_+(\omega) - \eta_-(\omega)]$. Из соотношения $\eta_\pm(\omega) = \pm ik_au_\pm(\omega)$ и формулы (3.21) следует, что

$$\eta_+(\omega) + \eta_-(\omega) = \frac{1}{\lambda\rho v_l^2}\frac{k_a^2}{k_a^2 + (2\mathrm{Re}\kappa_L)^2}\frac{C_\gamma Q(0,\omega)}{(2\mathrm{Re}\kappa_L)^2 - \kappa_T^2}\left(\alpha\frac{\cosh(\kappa_T L)}{\sinh(\kappa_T L)} - 1\right), \quad (4.24)$$

и слагаемое пропорциональное $\mathrm{Re}K_{AO}(\omega)$ изменяется плавно с изменением частоты. Напротив, слагаемое $i\mathrm{Im}K_{AO}(\omega)[\eta_+(\omega) - \eta_-(\omega)]$ осциллирует по мере изменения частоты. Действительно, в гигагерцовом диапазоне частот $\mathrm{Re}\kappa_L \gg \kappa_T$ и, как следствие, $\alpha \gg 1$, имеем $\eta_+(\omega) - \eta_-(\omega) \propto \{[i\mu\sin(k_aL) - \cos(k_aL)]\cosh(\kappa_T L) + 1\}/[i\sin(k_aL) - \mu\cos(k_aL)]$. Отсюда следует, что при $\mu \ll 1$ в точках $k_aL = \pi n$, эта функция имеет максимумы $\propto [\cosh(\kappa_T L) - (-1)^n]/\mu$, высота которых растет с уменьшением μ, и минимумы $\propto [\mu\cosh(\kappa_T L) - i(-1)^n]$ при $k_aL = (\pi/2)(2n-1)$. В связи с этим амплитуда осцилляций для подложки из SiO_2, когда $\mu = 0.35$, больше, чем для подложки из Al_2O_3, когда $\mu = 0.99$ (см. Рис. 4.1 - 4.3). При $L = 300$ нм в гигагерцовом диапазоне частот $\mathrm{Re}\cosh(\kappa_T L) > 3$, и для нечетных n высота максимумов больше, чем для четных, что также видно на Рис. 4.1а - 4.3а. При толщине $L = 50$ нм также имеются периодически повторяющиеся максимумы и минимумы (см. Рис. 4.1б - 4.3б). Однако, в этом случае $\cosh(\kappa_T L)$ близок к единице и максимумов при четных n не видно, а видны лишь максимумы $|\Delta R(\omega)/R|$ при нечетных n на частотах $\omega/2\pi \simeq 47n$ ГГц. Это свойство присуще тонким пленкам

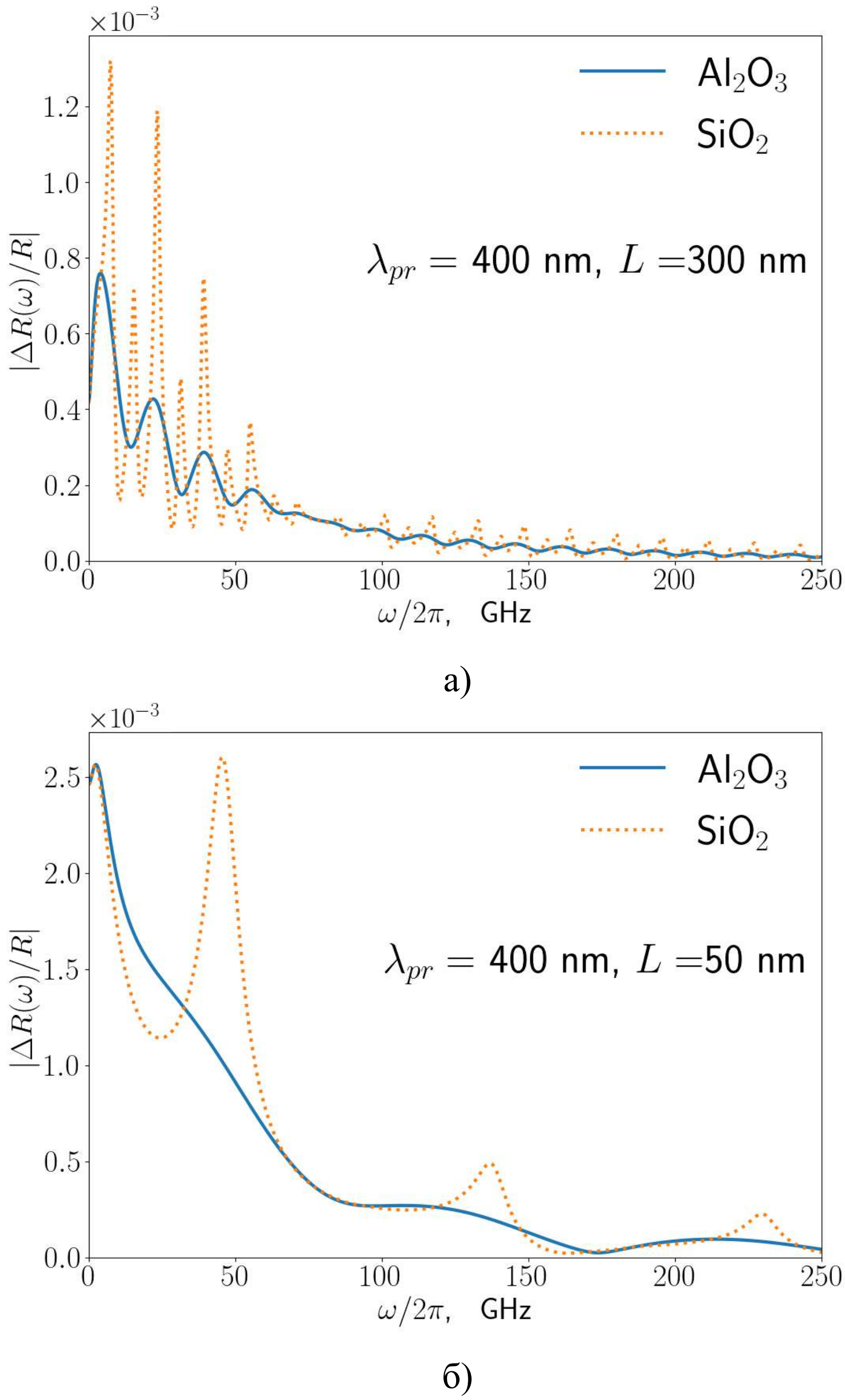
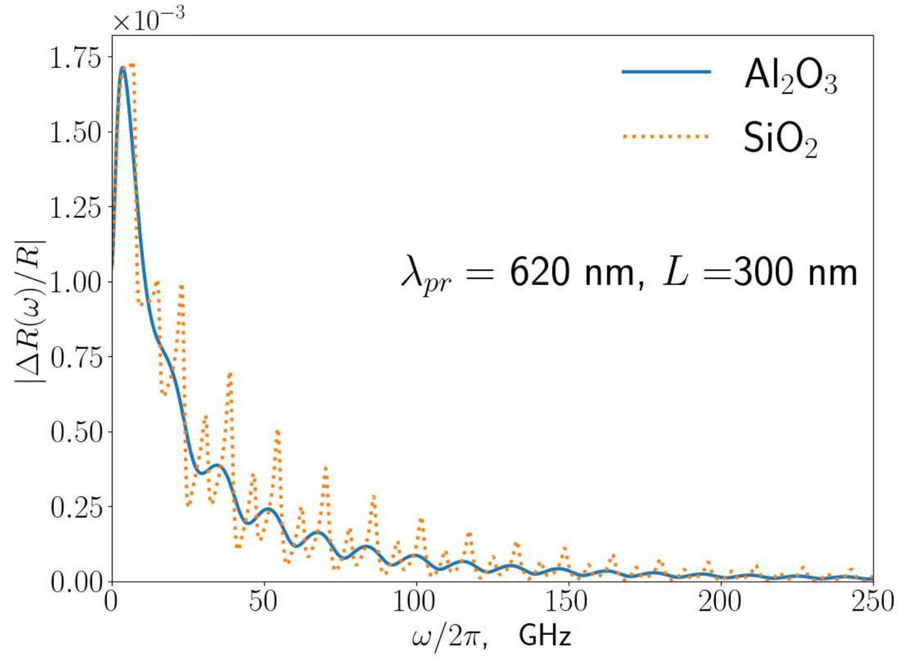


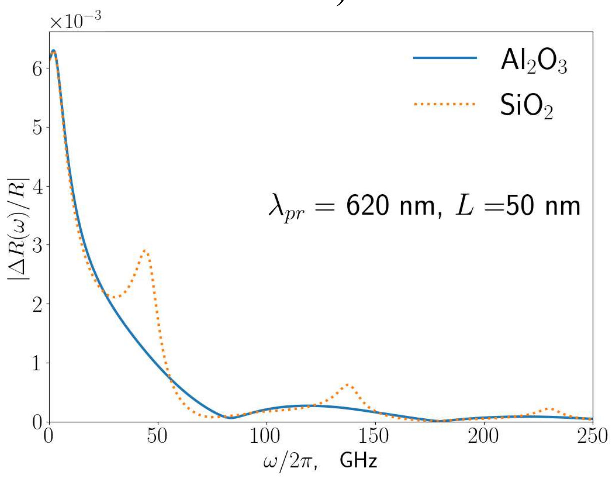
Рис. 4.1: Графики $|\Delta R(\omega)/R|$ на длине волны $\lambda_{pr} = 400$ нм. Сплошные кривые отвечают подложке из Al_2O_3, а штрихованные - подложке из SiO_2. Кривые нормированы на величину $t_p \partial k/\partial \eta$.

металла, когда $|\kappa_T L| \ll 1$ и реализуется почти однородный нагрев пленки. Отметим, что возбуждение только нечетных мод наблюдалось в мембранах Al [51].

Если $\mu \approx 1$, то $|\Delta R(\omega)/R| \propto [\cosh(\kappa_T L) - \exp(-ik_a L)]$ и на кривых для Al_2O_3 видны лишь максимумы при нечетных n, а при четных n имеют место ми-



а)

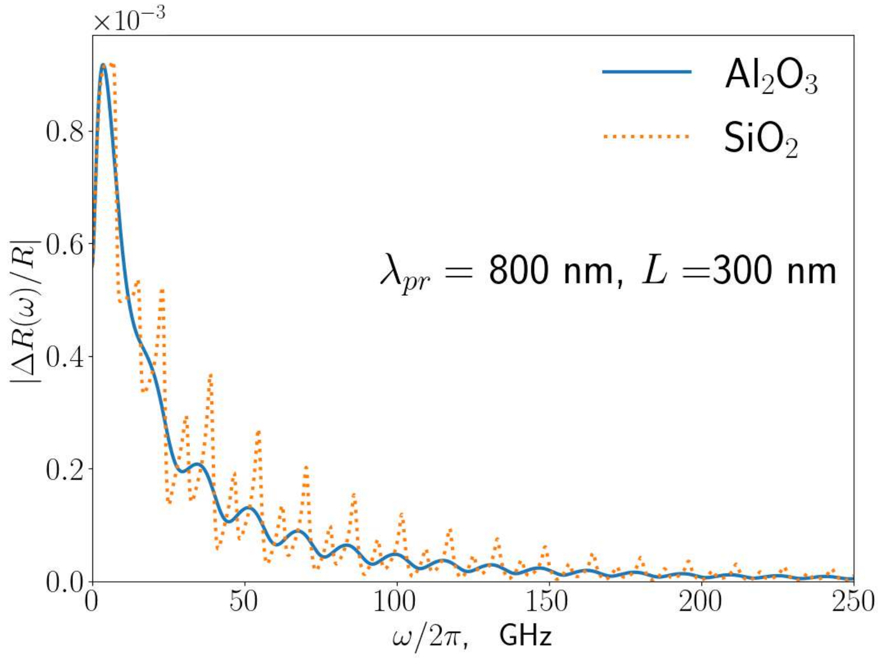


б)

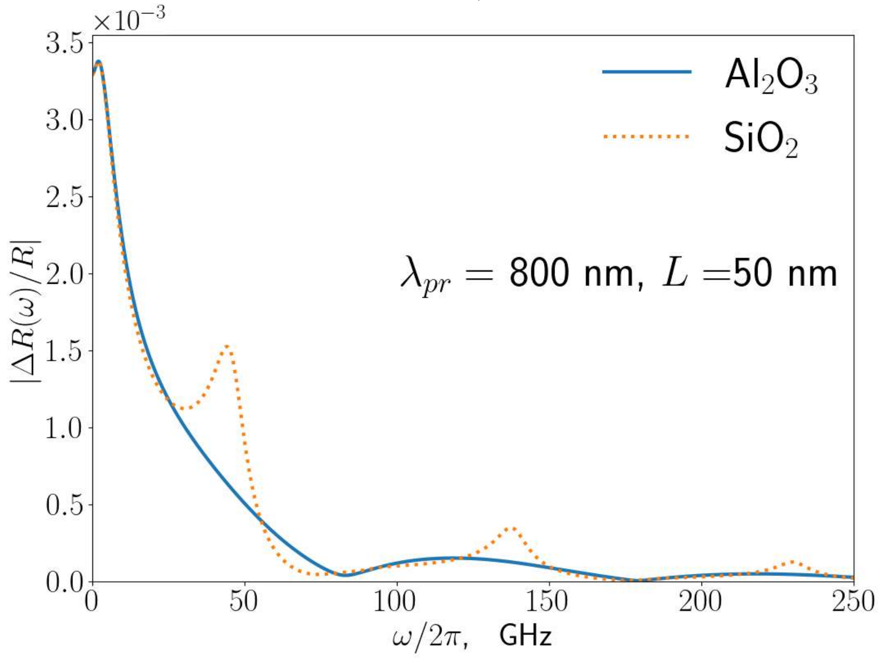
Рис. 4.2: То же самое, что и на Рис. 4.1, но для $\lambda_{pr} = 620$ нм.

нимумы $|\Delta R(\omega)/R|$ (см. Рис. 4.1-4.3). Наконец, при $\mu \gg 1$ максимумы реализуются при $k_a L = \pi(2n-1)/2$, а их высота $\propto \mu \cosh(\kappa_T L)$ увеличивается с ростом μ. При больших μ высоты максимумов, отвечающих четным и нечетным n, отличаются слабо.

Помимо описанных выше максимумов функции $|\Delta R(\omega)/R|$, при толщине пленки $L = 50$ нм имеется максимум на частоте ≈ 5 ГГц (см. Рис. 4.1б-4.3б). Этот максимум отвечает условию $k_a \approx |\kappa_T|$, то есть условию совпадения волнового числа звуковой волны и обратного пространственного масштаба неоднородности температуры. При $L = 300$ нм максимум, отвечающий условию $k_a \approx |\kappa_T|$,



а)



б)

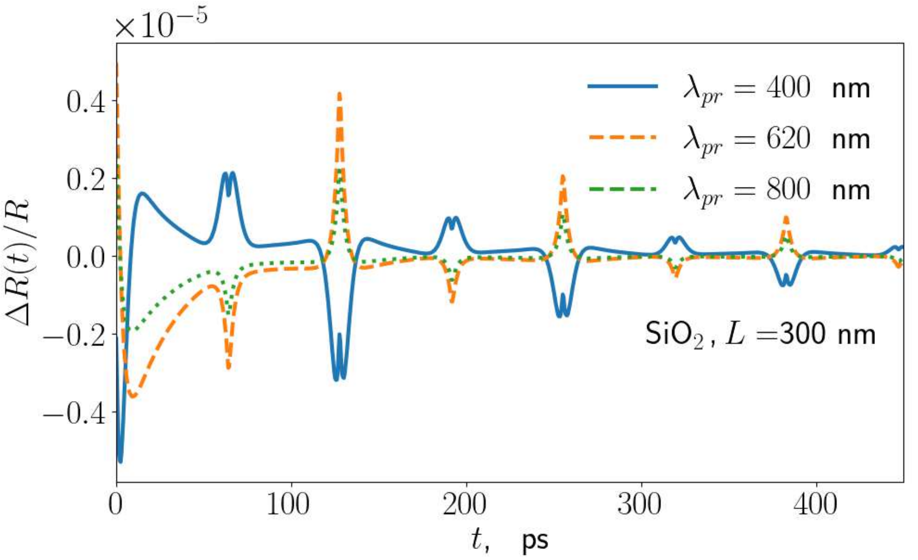
Рис. 4.3: То же самое, что и на Рис. 4.1, но для $\lambda_{pr} = 800$ нм.

не виден на фоне максимума, отвечающего условию $k_a L = \pi$. Для малых частот, удовлетворяющих условию $k_a \ll 2k_{pr}|\sqrt{\varepsilon(\omega_{pr})}|$, реализуется неравенство $\mathrm{Re}K_{AO}(\omega) \gg \mathrm{Im}K_{AO}(\omega)$. При этом функция $\Delta R(\omega)/R \approx \mathrm{Re}K_{AO}(\omega)[\eta_+(\omega) + \eta_-(\omega)]$ и не зависит от μ. Для рассматриваемых λ_{pr} это имеет место на частотах $\lesssim 5$ ГГц.

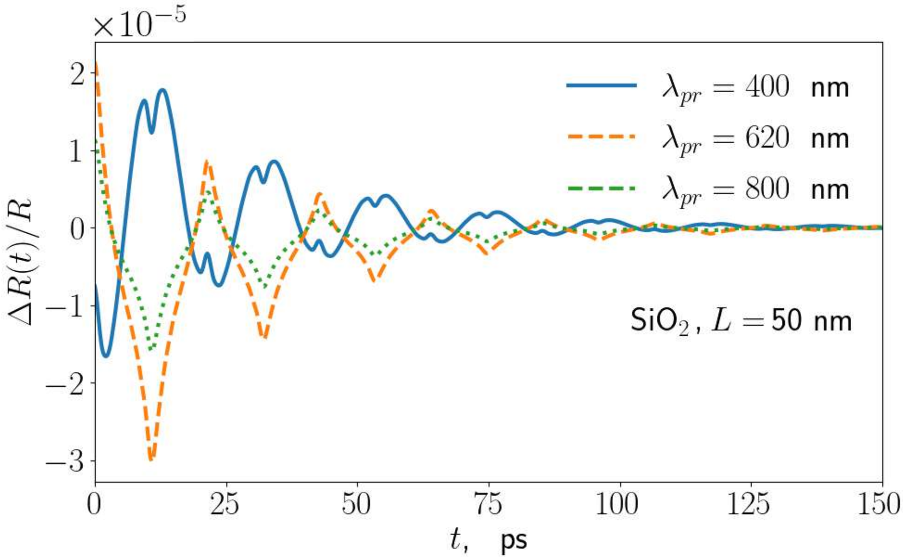
Графики функции $|\Delta R(\omega)/R|$ при $\lambda_{pr} = 620$ нм и $\lambda_{pr} = 800$ нм отличаются своими абсолютными значениями, но близки по форме. Последнее свойство имеет место для тех λ_{pr}, для которых $|\varepsilon'(\omega_{pr})| \gg \varepsilon''(\omega_{pr})$, где $\varepsilon(\omega_{pr}) = \varepsilon'(\omega_{pr}) + i\varepsilon''(\omega_{pr})$. Именно такое неравенство реализуется на длинах волн 620 нм и 800 нм. В свою очередь, при $|\varepsilon'(\omega_{pr})| \lesssim \varepsilon''(\omega_{pr})$ вид функции $|\Delta R(\omega)/R|$, вообще говоря, зависит от $\varepsilon(\omega_{pr})$ и $\partial\varepsilon(\omega_{pr})/\partial\eta$. В частности, при выполнении условия $\varepsilon' + \varepsilon''[(\varepsilon'-1)\partial\varepsilon'/\partial\eta + \varepsilon''\partial\varepsilon''/\partial\eta]/[\varepsilon''\partial\varepsilon'/\partial\eta - (\varepsilon'-1)\partial\varepsilon''/\partial\eta] > 0$, имеется такая частота ω, для которой $\mathrm{Im}K_{AO}(\omega) = 0$ [116]. В окрестности такой частоты осцилляции функции $|\Delta R(\omega)/R|$ сильно подавлены. При $\lambda_{pr} = 400$ нм это имеет место для частот $\omega/2\pi \sim 80$ ГГц (см. Рис. 4.1а). Отметим, что в работе [116] рассмотрен случай, когда $\eta_+(\omega) = -\eta_-(\omega)$. Вследствие этого при обращении в ноль $\mathrm{Im}K_{AO}(\omega)$ обращалась в ноль и функция $|\Delta R(\omega)/R|$. В рассматриваемых нами условиях $\eta_+(\omega) \neq -\eta_-(\omega)$ (см. формулу (4.24)) и функция $|\Delta R(\omega)/R|$ в ноль не обращается.

4.3 Зависимость изменения коэффициента отражения металла от времени

Обсудим поведение функции $\Delta R(t)/R$ (см. работу [77]). Рассмотрение проведем в условиях, сформулированных в предыдущем разделе. Рассмотрим сначала случай, когда подложка выполнена из SiO_2, а толщина пленки $L = 300$ нм. Как видно из Рис. 4.4а, на графике функции $\Delta R(t)/R$ присутствуют два набора импульсов. В каждом наборе импульсы отстоят друг от друга на время $2L/v_l \approx 130$ пс, что соответствует времени прохождения звука через пленку туда и обратно. При этом в каждом наборе амплитуда следующего импульса меньше предыдущего в $(1+\mu)/(1-\mu) \approx 2.1$ раза, что обусловлено пропусканием части звука в подложку. Аналогичное поведение коэффициента отражения наблюдалось в пленке никеля толщиной 120 нм на подложке SiO_2 [42]. В [42] использовался лазер на красителе с энергией фотонов 2 эВ, что соответствует длине волны 620 нм. Согласно Рис. 9 из [42], временной интервал между пиками $\Delta R(t)/R$ составляет примерно 42 пс, что при $v_l \approx 0.5\times(5.3{+}6.3)\times10^{-5}$ см/сек (среднее значение скорости звука в анизотропном никеле) близко к значению $2L/v_l$. Поскольку для никеля на подложке из SiO_2 $\mu \approx 3$, амплитуда пика $\Delta R(t)/R$ на Рис. 9 из [42] уменьшается. Такое поведение $\Delta R(t)/R$ качественно согласуется с соотношением $(\mu{-}1)/(\mu{+}1)$. Пер-



а)



б)

Рис. 4.4: Графики функции $\Delta R(t)/R$ для случая, когда подложка сделана из SiO_2 при а) $L = 300$ нм и б) $L = 50$ нм. Сплошная кривая соответствует длине волны зондирующего излучения $\lambda_{pr} = 400$ нм, штриховая кривая соответствует $\lambda_{pr} = 620$ нм, а пунктирная кривая соответствует $\lambda_{pr} = 800$ нм. Кривые нормированы на величину $\partial k/\partial \eta$.

вый набор импульсов, с большей амплитудой, соответствует звуку, возникающему вблизи границы раздела металл-вакуум. Второй набор импульсов, с меньшей амплитудой и смещенный относительно первого на $L/v_l \approx 65$ пс, соответству-

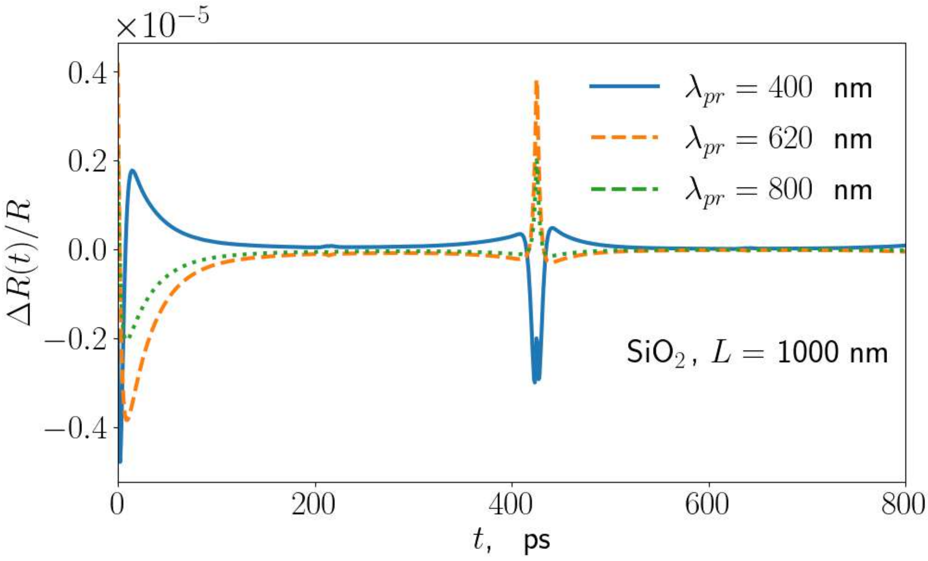
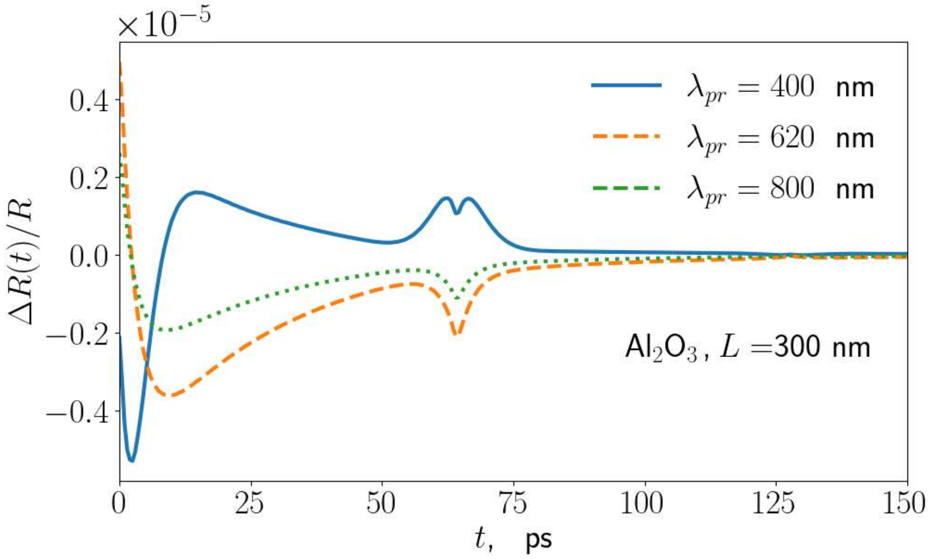


Рис. 4.5: Графики функции $\Delta R(t)/R$ для случая, когда подложка выполнена из SiO_2 при $L = 1000$ нм. Кривые нормированы на величину $\partial k/\partial\eta$.

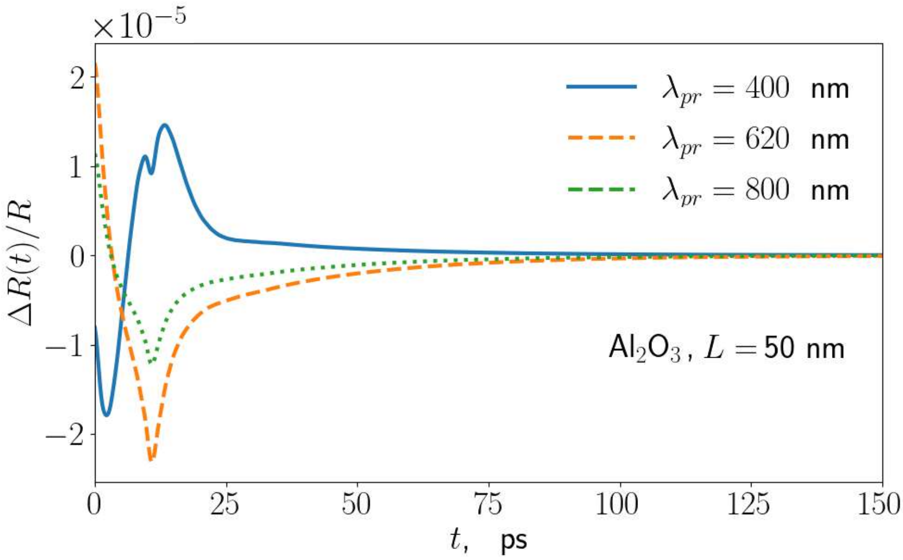
ет звуку, возникающему вблизи границы раздела металл-диэлектрик. Амплитуда импульсов в этом наборе меньше, чем в первом, так как изменение температуры металла вблизи подложки меньше, чем на границе раздела металл-вакуум.

Для наличия второго набора импульсов, связанного с генерацией звука вблизи задней поверхности пленки, необходимо, чтобы имело место заметное изменение температуры у этой границы. Наличие второго набора импульсов определяется параметром $|\kappa_T|L$ на частотах генерируемого звука. Если $|\kappa_T|L \lesssim 1$, то пленка нагревается по всей толщине, и генерация звука происходит у обеих границ. Напротив, если $|\kappa_T|L \gg 1$, задняя поверхность пленки не прогревается, и присутствует только один набор импульсов. Для меди при $L = 300$ нм и $\omega \sim v_l/L$ имеем оценку $|\kappa_T|L \sim 1$. В этом случае видны два набора импульсов (см. Рис. 4.4а). Если $L = 1000$ нм, то $|\kappa_T|L \sim 6$. При такой толщине пленки нагрев ее задней поверхности пренебрежимо мал. В то же время, как видно из Рис. 4.5, на профиле функции $\Delta R(t)/R$ присутствует только один набор импульсов, что соответствует звуку, возникающему вблизи границы раздела металл-вакуум. Генерация звука у задней поверхности пленки меди, толщиной 220 нм наблюдалось в работе [52]. Аналогично можно объяснить отсутствие второго набора пиков функции $\Delta R(t)$ на Рис. 9 из [42]. Для никеля имеем $C_e = 1.1 \times 10^4 T_0$ эрг/Ксм^3, [105] $\lambda = 9.1 \times 10^6$

эрг/сКсм, [117] $C = 4.0 \times 10^7$ эрг/Ксм^3, [117] $G = 4.4 \times 10^{18}$ эрг/сКсм^3. [118] При таких значениях параметров и толщине пленки никеля $L = 120$ нм на характерных частотах звука имеем $|\kappa_T|L \sim 6$, то есть задняя поверхность пленки не нагревается.



а)



б)

Рис. 4.6: Графики функции $\Delta R(t)/R$ для случая, когда подложка выполнена из Al_2O_3 для а) $L = 300$ нм и b) $L = 50$ нм. Кривые нормированы на величину $\partial k/\partial \eta$.

В тонкой металлической пленке частоты $\Delta R(\omega)/R$ выше, что приводит к уменьшению расстояния между пиками на кривых $\Delta R(t)/R$. При $L = 50$ нм на Рис. 4.4б это расстояние примерно в шесть раз меньше, чем на Рис. 4.4а при $L = 300$ нм. Кроме того, при той же энергии лазерного импульса накачки изменение температуры решетки и электронов в тонкой пленке больше, что сопровождается увеличением относительного изменения коэффициента отражения зондирующего излучения. Это видно из сравнения Рис. 4.4а и 4.4б для пленок с $L = 300$ нм и $L = 50$ нм соответственно. В случае, когда подложка изготовлена из Al_2O_3, на профиле функции $\Delta R(t)/R$ (см. Рис. 4.6) видны только два импульса, соответствующие звуку, генерируемому на разных границах металла. Это связано с тем, что коэффициент прохождения звука в подложку близок к 1.

Рассмотрим влияние длины волны зондирующего излучения λ_{pr} на вид функции $\Delta R(t)/R$. При $\lambda_{pr} = 620$ нм и $\lambda_{pr} = 800$ нм кривые $\Delta R(t)/R$ близки по форме, что, как отмечено в разделе 2, справедливо для λ_{pr}, удовлетворяющих условию $|\varepsilon'(\omega_{pr})| \gg \varepsilon''(\omega_{pr})$. При $\lambda_{pr} = 400$ нм реализуется другое условие $|\varepsilon'(\omega_{pr})| \lesssim \varepsilon''(\omega_{pr})$. Поэтому импульсы на кривой $\Delta R(t)/R$ отличаются по форме от импульсов, соответствующих $\lambda_{pr} = 620$ нм и $\lambda_{pr} = 800$ нм (см. Рис. 4.4-4.6). Причиной отличия является близость функции $\mathrm{Im}K_{AO}(\omega)$ к нулю в определенном диапазоне частот. Это проявилось, в частности, в расщеплении пиков на кривой $\Delta R(t)/R$, соответствующей $\lambda_{pr} = 400$ нм.

4.4 Изменение коэффициента отражения в тонкой пленке

В предыдущих разделах описано изменение коэффициента отражения, возникающего при возбуждении звука в оптически толстой пленке. Рассмотрим теперь тонкую пленку металла, толщина которой сравнима или меньше глубины скин-слоя и в которой реализуется однородный нагрев (см. работу [80]). При описании изменения коэффициента отражения мы будем использовать формулы (3.34), (3.36), (4.20) - (4.22). Рассмотрение проведем для пленки из золота и $T_0 = 300$ K. Для золота $n = 5.9 \times 10^{22}$ см$^{-3}$ [105], $m \approx m_e$ [104], $\omega_p \approx 1.4 \times 10^{16}$ с$^{-1}$, $C \approx 2.5 \times 10^7$ эрг/см^{3}K, $C_e \approx 676 T_0 \approx 2.0 \times 10^5$ эрг/см^{3}K [108], $G \approx 3.0 \times 10^{17}$ эрг/см^{3}Кс [108; 119], $v_F = 1.4 \times 10^8$ см/с [105], $\gamma = 3.0$ и $\gamma_e = 1.6$, $\rho = 19.3$ г/см^3. Скорость звука в тонкой пленке металла, вообще говоря, может отличаться от скорости звука в толстом образце $v_{bulk} = 3.2 \times 10^5$ см/с [107]. Например, для пленки золота толщиной 4.5 нм $v_l = 2.3 \times 10^5$ см/с [55]. Однако для пленки золота толщиной 8 нм использование значения $v_l = v_{bulk}$ дает хорошее согласие с экспериментом [56]. Ниже рассмотрены пленки толщиной $L = 40,\ 20,\ 10$ нм, что позволяет принять $v_l = v_{bulk}$. Эффективная частота столкновений электронов также зависит от толщины пленки, поскольку с уменьшением толщины увеличивается частота столкновений электронов с границей металла. Для оценки ν воспользуемся формулой $\nu = \nu_{bulk} + v_F/L$, где ν_{bulk} - эффективная частота столкновений в толстом образце. Примем, что импульс накачки создается титан-сапфировым лазером с частотой $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ и $t_p = 60$ фс, что отвечает ширине импульса на полувысоте $\tau \approx 100$ фс. Пиковая плотность потока энергии в импульсе $I = cE_l^2/8\pi = 2 \times 10^8$ Вт/см^2. Для золота $\nu_{bulk} = 2.5 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ при $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ [91]. Тогда для пленок, толщиной $L = 40,\ 20,\ 10$ нм получаем $\nu = 2.9 \times 10^{14}$ с$^{-1}$, $\nu = 3.2 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ и $\nu = 3.9 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ соответственно. При указанных параметрах лазерного импульса и золота максимальное изменение температуры электронов при толщине пленки $L = 10$ нм $\Delta T_e \sim Q/C_e \approx 100$ К$\ll T_0$. При больших L изменение температуры будет еще меньше. Также для золота при такой ω_0 можно считать, что $\kappa_L \approx \mathrm{Re}\kappa_L$ В качестве материала подложки выберем SiO_2, в котором $\varepsilon_d = 2.1$, $\rho_d = 2.7$ г/см^3 и $v_d = 5.7 \times 10^5$ см/с [107], $\mu = 0.24$. Примем, что частота зондирующего излучения такая же, как у импульса накачки, то есть $\omega_{pr} = \omega_0 = 2.3 \times 10^{15}$ с$^{-1}$. Также для золота параметр $\chi = (\partial n/\partial \eta)/(\partial k/\partial \eta) = 1.9$ [115].

В указанных выше условиях графики $\Delta R(t)/R$ приведены на Рис. 4.7 для пленок толщиной $L = 40,\ 20,\ 10$ нм. На Рис. 4.7 приведены результаты расчета по формулам (4.20)-(4.22). Как видно из Рис. 4.7, функция $\Delta R(t)/R$ осциллирует с затухающей амплитудой около некоторого равновесного положения. Уменьшение амплитуды во времени связано с проникновением части звука в диэлектрик. В свою очередь, отличие равновесного положения от нуля связано с тем, что после установления теплового равновесия устанавливается неравновесное значение смещения атомов решетки. Это напрямую следует из уравнений (3.2) - (3.6), формул (3.32) и (3.33) и условия $u_z(z \to +\infty, t) = 0$. Отсюда при $t >> t_{ep}$, учтя, что

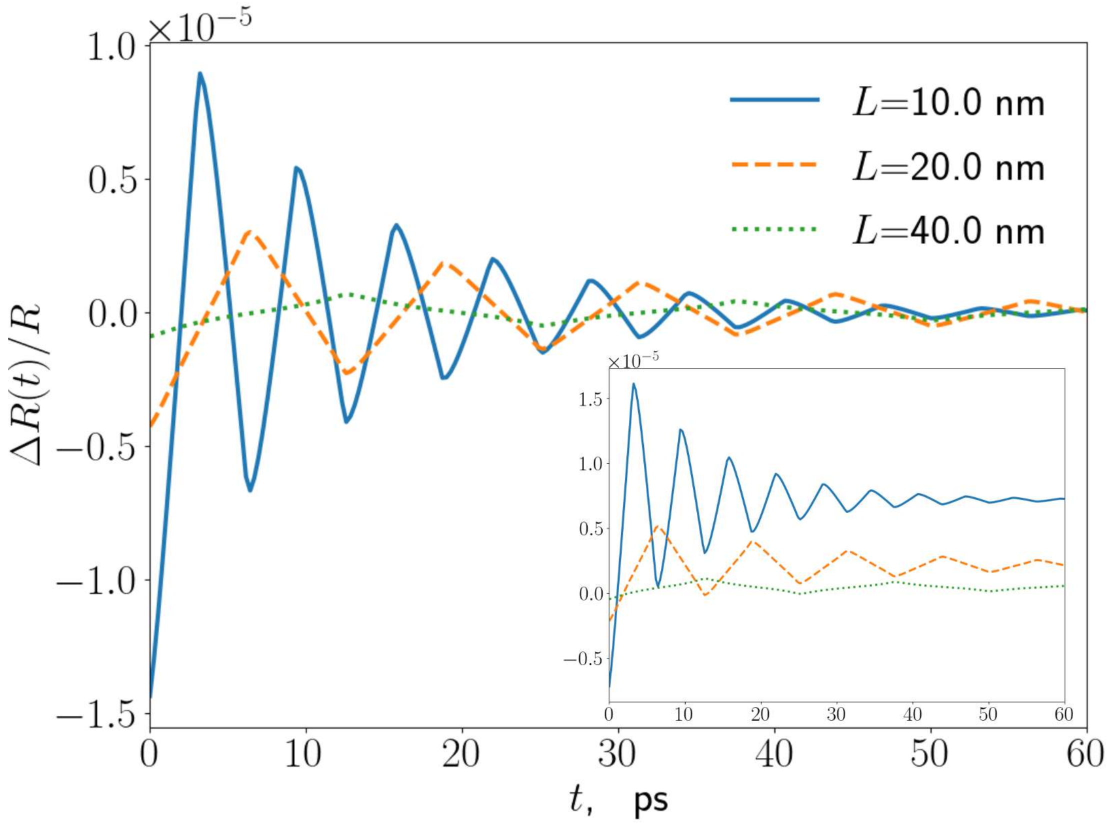


Рис. 4.7: График функции $\Delta R(t)/R$ для золота при $L = 40$ нм (сплошная кривая), $L = 20$ нм (штрихованная кривая) и $L = 10$ нм (пунктирная кривая). Кривые нормированы на $\partial k/\partial \eta$. На основном рисунке приведены кривые, из которых вычтено равновесное значение, а на вставке без такого вычета.

$\gamma C \gg \gamma_e C_e$, приближенно имеем:

$$u_z(z, t >> t_{ep}) = \frac{Q}{\rho v_l^2} \frac{\gamma C + \gamma_e C_e}{C + C_e}(z - L) \approx \frac{\gamma Q}{\rho v_l^2}(z - L). \tag{4.25}$$

Наибольшее по абсолютной величине смещение достигается при $z = 0$. В случае не очень тонкой пленки, когда $\kappa_L L >> 1$, полагая $\kappa_L c \approx \omega_p >> \omega_0 \sqrt{\varepsilon_d}$ из (3.26),(3.31) и (4.25) приближенно имеем:

$$u_z(0, t >> t_{ep}) \approx -\frac{2\sqrt{\pi}}{\rho v_l^2} \frac{\gamma I}{\omega_p} \nu t_p. \tag{4.26}$$

Для приведенных выше параметров золота и лазерного импульса из (4.26) получаем оценку $u_z(0, t >> t_{ep}) \approx 2.6 \times 10^{-4}$ нм, которая позволяет утверждать, что разрушения пленки не происходит.

Из Рис. 4.7 видно, что с уменьшением толщины пленки пропорционально $1/L$ увеличивается частота осцилляций изменения коэффициента отражения, а также растет их амплитуда. Увеличение частоты осцилляций связано с тем, что с уменьшением толщины пленки увеличиваются характерные частоты генерируемого звука. В тонких пленках, толщина которых сравнима или меньше глубины скин-слоя, эти частоты $\sim v_l/L$. В свою очередь, рост амплитуды осцилляций обусловлен тем, что с уменьшением толщины пленки растет средняя поглощаемая мощность $Q\delta(t)$. Из-за этого растет изменение температур решетки и электронов, и как следствие растет амплитуда генерируемого звука. В разных диапазонах изменения L зависимости амплитуды осцилляций от толщины пленки отличаются. Если $\kappa_L L \gg 1$, то из (3.26), (3.31) для Q имеем

$$Q \approx \frac{2\sqrt{\pi}\nu t_p}{\kappa_L L} \frac{\omega_p^2 I}{c(\kappa_L^2 c^2 + \omega_0^2)}. \tag{4.27}$$

То есть, тогда, когда толщина пленки меньше глубины однородного нагрева, но больше глубины скин-слоя, Q растет пропорционально $1/L$, с уменьшением толщины пленки. Это связано с тем, что в таком диапазоне толщин уменьшение L приводит только к уменьшению объема, в котором распределяется поглощаемая энергия. Отметим, что такая зависимость Q от L в интервале $20-100$ нм наблюдалась в пленке золота [120]. Дополнительное увеличение Q может возникать за счет увеличения ν, которое приводит к увеличению поглощения лазерного импульса. Это имеет место, если $v_F/L \gtrsim \nu_{bulk}$.

Тогда, когда $\kappa_L L \ll 1$, из (3.26), (3.31) для Q имеем

$$Q \approx \frac{4\sqrt{\pi}\nu t_p \omega_p^2 I \kappa_L^2 c^2}{c\big[(\kappa_L^2 c^2 + \omega_0^2)(\kappa_L^2 c^2 + \varepsilon_d \omega_0^2)\kappa_L^2 L^2 + \omega_0^2 \kappa_L^2 c^2 (1+\sqrt{\varepsilon_d})^2\big]}. \tag{4.28}$$

При этом, если выполняется условие $\kappa_L c \gg \omega_0 \sqrt{\varepsilon_d}$, то существует диапазон L, в котором выполняется неравенство $1 \gg \kappa_L L \gg \sqrt{\varepsilon_d}\omega_0/\kappa_L c$. В этом диапазоне толщин формула (4.28) принимает вид

$$Q \approx \frac{4\sqrt{\pi}\nu t_p \omega_p^2 I}{\kappa_L^4 c^3 L^2}. \tag{4.29}$$

Как видно из этого выражения, функция Q растет $\sim 1/L^2$ с уменьшением толщины пленки. Более сильный рост Q в очень тонкой пленке обусловлен относительным увеличением электромагнитного поля внутри пленки. Для столь тонкой пленки также, как сказано выше, возможно дополнительное усиление поглощения из-за роста ν. Увеличение амплитуды сигнала в пленке из платины, в которой глубина скин-слоя 12 нм, при уменьшении толщины с 11 нм до 5 нм наблюдалось в работе [48], и в пленке никеля [60], где глубина скин-слоя 12 нм, при уменьшении толщины с 10 нм до 4 нм. Отметим также, что помимо увеличения амплитуды звука, имеет место усиление генерации низкочастотных полей в тонких пленках [72]. При этом амплитуда низкочастотного поля растет таким же образом, что и амплитуда звука и по тем же причинам.

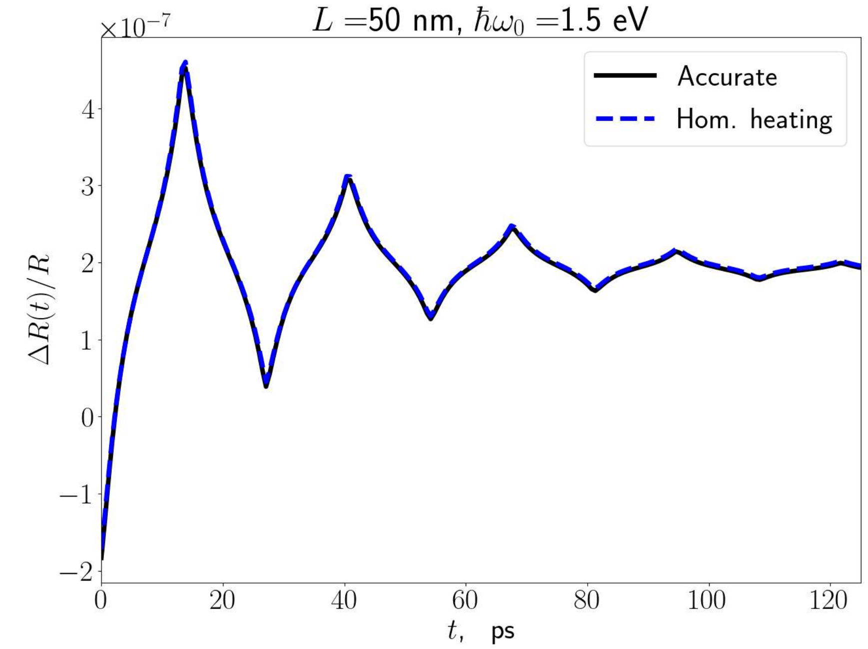
4.5 Влияние неоднородного нагрева на изменение коэфициента отражения металла

Выше рассмотрено изменение коэффициента отражения в случае, когда не учитывается отражение электромагнитного поля от задней поверхности пленки (Раздел 3) и когда не учитывается конечная теплопроводность (Раздел 4). Представляет интерес сравнить степень точности таких приближений с более точным результатом (см. формулы (3.43), (3.44)). Этому посвящен этот и следующий раздел, а также работа [79].

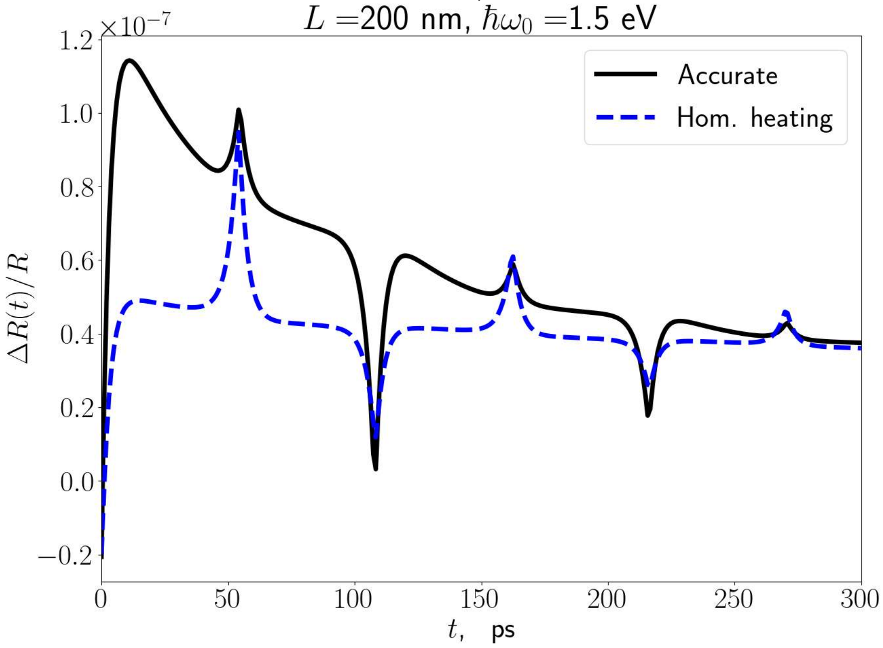
Обсудим сначала влияние неоднородного нагрева на генерацию звука и вызванное им изменение коэффициента отражения. В диапазоне частот $\omega < \gamma G/\gamma_e C_e$ (см. Раздел 5 Главы 3, а также формулы (3.1) и (3.2)) основной причиной генерации звука является неоднородность температуры решетки. Для типичных металлов такие частоты меньше одного терагерца. Поскольку нагрев решетки происходит вследствие передачи энергии от электронов, то неоднородность ΔT возникает, если неоднородна температура электронов. При отсутствии потока тепла на границах пленки ΔT_e изменяется скачком на границах пленки. Поэтому одной из причин генерации звука является скачок ΔT_e, а тем самым и ΔT, при $z = 0, L$. Генерация возможна и по всей толщине пленки до тех пор, пока температура неоднородно нагреваемых электронов не выровняется по толщине пленки. В соответствии с уравнением (3.7) время выравнивания ΔT_e порядка $C_e L^2/\lambda = 3\nu_s L^2/v_F^2$. Если это время короче, чем C_e/G - время остывания электронов при передаче энергии решетке, то раньше, чем изменится ΔT, температура станет однородной по толщине пленки. То есть, при $L < \sqrt{\lambda/G}$ влияние неоднородности ΔT на генерацию звука станет несущественным. Напротив, при $L > \sqrt{\lambda/G}$ такую причину генерации нужно учитывать до момента времени $\sim CL^2/\lambda$. Отметим, что такая картина генерации возможна только в пленках, толщина которых L больше $1/|\kappa_L|$ - глубины проникновения греющего электроны лазерного излучения в проводник. Если $|\kappa_L|L < 1$, то пленка греется однородно. Для иллюстрации приведенных выше качественных соображений в этом разделе показано, как при изменении толщины пленки изменяется коэффициент отражения пробной волны от пленки серебра, на которую воздействует фемтосекундный импульс.

Для серебра при $T_0 = 300$ К используем следующие значения параметров: $N = 5.85 \times 10^{22}$ см$^{-3}$ [105] - концентрация атомов решетки, $m \approx m_e$[104], m_e - масса электрона, $\omega_p \approx 1.37 \times 10^{16}$ с$^{-1}$, $\nu_s \approx 4.5 \times 10^{13}$ с$^{-1}$ [91], $C = 3k_BN \approx 2.4 \times 10^7$ эрг/см^{3}K, k_B - постоянная Больцмана, $C_e \approx 2.0 \times 10^5$ эрг/см^{3}K [108], $G \approx 3.5 \times 10^{17}$ эрг/см^{3}Kс [108], $v_F = 1.4 \times 10^8$ см/с [105], $\gamma = 2.3$ и $\gamma_e = 1.2$ [106], $\rho = 10.5$ г/см^3 и $v_l = 3.7 \times 10^5$ см/с [107]. Для подложки используем SiO_2, в котором $\varepsilon_d = 2.1$, $\rho_d = 2.7$ г/см^3 и $v_d = 5.7 \times 10^5$ см/с [107]. При этом $\mu = 0.39$. Также примем, что $t_p = 50$ фс, а пиковая плотность потока энергии греющего импульса $I = cE_L^2/8\pi = 2 \times 10^8$ Вт/см^2. Проведем сравнение при $\hbar\omega_0 = 1.5$ эВ. При такой частоте $\nu = 1.9 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ и $\varepsilon(\omega_0) = -29 + 0.86i$ [91]. Для указанных выше параметров глубина прогрева пленки $\sqrt{\lambda/G} \approx 90$ нм, а глубина убывания электромагнитного поля ≈ 24 нм. Также примем, что частота пробного излучения не отличается от частоты основной волны и $\hbar\omega_{pr} = 1.5$ эВ. Также положим $\chi = 1$.

Результаты расчетов $\Delta R(t)/R$ с использованием точных формул (3.43), (3.44) и приближенных (3.34), (3.36) приведены на Рис. 4.8. При расчетах $\Delta R(t)/R$ были использованы формулы (4.20)-(4.22). При $L = 50$ нм, время выравнивания температуры электронов $C_eL^2/\lambda \approx 0.17$ пс меньше времени их остывания $C_e/G \approx 0.54$ пс и раньше, чем изменится ΔT, температура становится однородной по толщине пленки. В этом случае, как видно из Рис. 4.8а, сплошная и штрихованная кривые почти не различимы. Напротив, при $L = 200$ нм время выравнивания температуры ≈ 0.68 пс больше, чем 0.54 пс, и влияние неоднородного нагрева на генерацию звука уже не мало. В этом случае сплошная и штрихованная кривые на Рис. 4.8б заметно отличаются до момента времени $CL^2/\lambda \approx 350$ пс. Из представленного сравнения видно, что неплохим критерием применимости использования приближения однородной температуры для описания генерации звука в тонких пленках является неравенство $L < \sqrt{\lambda/G}$. В более толстых



а)



б)

Рис. 4.8: Графики $\Delta R(t)/R$ при $\hbar\omega_0 = 1.5$ эВ и а) $L = 50$ нм, б) $L = 200$ нм. Сплошные кривые получены с использованием формул (3.43) и (3.44), а штрихованные кривые получены с использованием приближенных формул (3.34) и (3.36). Кривые нормированы на значение $\partial k/\partial \eta$

пленках такое приближение оправдано по истечении времени прогрева пленки по всей толщине, которое $\sim CL^2/\lambda$.

Точные выражения для смещения атомов решетки (3.43) и (3.44) весьма гро-

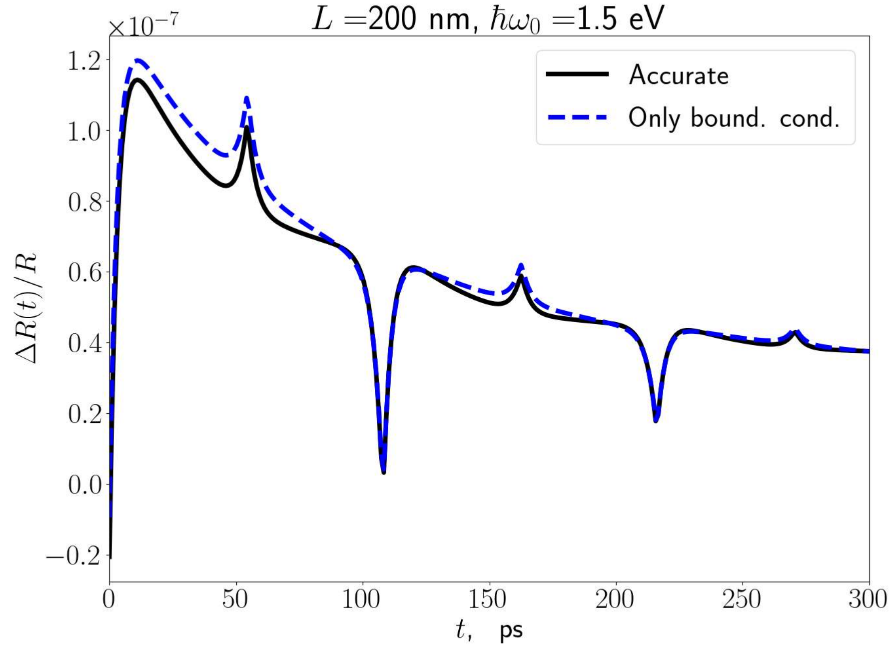


Рис. 4.9: Графики $\Delta R(t)/R$ при $\hbar\omega_0 = 1.5$ эВ и $L = 200$ нм. Сплошная кривая получена с использованием формул (3.43) и (3.44), а штрихованная кривые получены с использованием приближенных формул (4.30), (4.31). Кривые нормированы на величину $\partial k/\partial \eta$.

моздкие. Одной из причин громоздкости является наличие неоднородной части в уравнении (3.1), которая описывает влияние градиента температуры на генерацию звука. Если опустить неоднородную правую часть в уравнении (3.1), то решение системы уравнений (3.1) и (3.3) имеет более простой вид:

$$u_z(z,\omega) = u_+(\omega)e^{ik_a z} + u_-(\omega)e^{-ik_a z}, \tag{4.30}$$

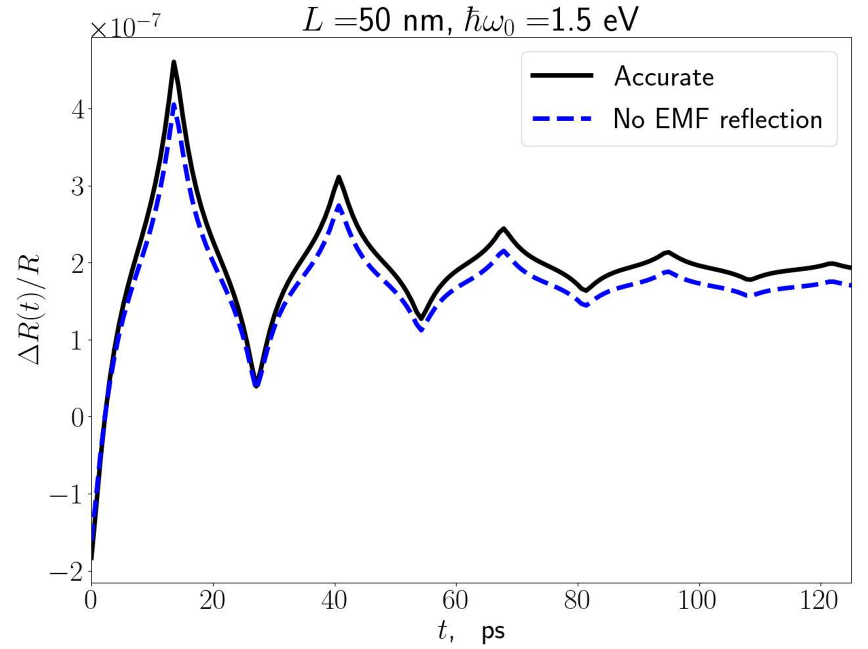
$$u_\pm(\omega) = \frac{ie^{\mp ik_a L}}{2k_a\rho v_l^2}\frac{1\pm\mu}{i\sin(k_a L)-\mu\cos(k_a L)}C_\gamma\left(\Delta T_e(0,\omega) - \frac{e^{\pm ik_a L}}{1\pm\mu}\Delta T_e(L,\omega)\right). \tag{4.31}$$

При таком описании мы учитываем неоднородность температуры при описании нагрева, но не учитываем влияние этой неоднородности на генерацию звука. Воспользуемся этими соотношениями для расчета $\Delta R(t)/R$. На Рис. 4.9 штрихованная кривая отвечает расчету с использованием формул (4.30), (4.31). Сплошная кривая та же, что на Рис. 4.8б. Расчет выполнен для пленки толщиной $L = 200$ нм. Обе кривые на Рис. 4.9 довольно близки друг к другу. Причину близости кривых $\Delta R(t)/R$ можно объяснить следующим образом. Изменение коэффициента отражения на частоте зондирующего излучения возникает за счет смещения атомов внутри скин-слоя толщиной 24 нм. Вместе с тем уже с момента времени $\approx 3\nu_s z^2/v_F^2 = 40$ фс температуры меняются на масштабах больших глубины скин-слоя. То есть, на рассматриваемых временах внутри скин-слоя температуры пренебрежимо слабо зависят от z и для расчета $\Delta R(t)/R$ можно использовать более простые выражения (4.30), (4.31). Если глубина скин-слоя на частоте зондирующего излучения больше или сравнима с масштабами изменения температур, тогда градиенты температур могут оказать влияние на $\Delta R(t)/R$.

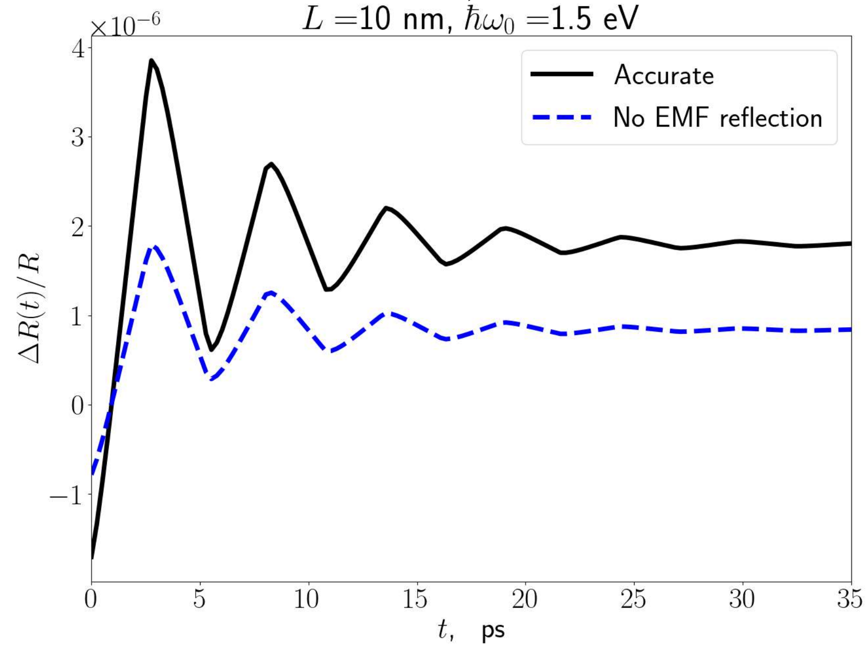
4.6 Влияние структуры электромагнитного поля на изменение коэффициента отражения

Обсудим, в какой мере зависимость структуры поля от толщины пленки влияет на генерацию звука. Выше рассмотрено изменение коэффициента отражения пленки серебра при возбуждении звука фемтосекундным импульсом излучения с энергией кванта $\hbar\omega_0 = 1.5$ эВ. Как уже отмечалось, такое излучение проникает в серебро на глубину $\sim 1/\kappa_L' \approx 24$ нм. Если толщина пленки больше глубины проникновения, то есть выполнено неравенство $\kappa_L' L \gg 1$, то для описания нагрева пленки и последующего возбуждения звука можно использовать выражения для поля в полупространстве. При этом смещение атомов решетки будет описываться относительно простыми формулами (3.19) и (3.21). Степень точности такого приближения иллюстрирует Рис. 4.10, на котором приведены графики $\Delta R(t)/R$, построенные с помощью этих формул (3.19), (3.21) и 3.43), (3.44), учитывающих влияние конечной толщины пленки на структуру поля. Графики построены для пленки толщиной $L = 50$ нм и $L = 10$ нм. Как видно из Рис. 4.10а, уже при небольшом превышении глубины проникновения поля приближенная и точная кривые находятся в хорошем согласии. Неплохая точность достигается вследствие экспоненциально быстрого убывания поля вглубь толстой пленки.

Ситуация изменяется, если $\kappa_L' L \ll 1$. Например, при $\hbar\omega_0 = 1.5$ эВ и $L = 10$ нм (см. Рис. 4.10б). Учет отражения электромагнитного поля от поверхности металл-диэлектрик приводит к тому, что амплитуда звуковых волн и смещение атомов из-за теплового расширения пленки становятся больше. Более эффективное возбуждение звука возникает из-за относительного усиления напряженности поля в пленке. Причину такого усиления можно понять, если заметить,



а)



б)

Рис. 4.10: Графики $\Delta R(t)/R$ при $\hbar\omega_0 = 1.5$ эВ и а) $L = 50$ нм и б) $L = 10$ нм. Сплошные кривые получены с использованием формул (3.43) и (3.44), а штрихованные кривые получены с использованием формул (3.19) и (3.21). Кривые нормированы на значение $\partial k/\partial\eta$.

что при $\hbar\omega_0 = 1.5$ эВ коэффициент отражения излучения от границы Ag - SiO_2 близок к единице: $r_{Ag-SiO_2} = (\sqrt{\varepsilon(\omega_0)} - \sqrt{\varepsilon_d})/(\sqrt{\varepsilon(\omega_0)} + \sqrt{\varepsilon_d}) \approx 1$. Поскольку и $\kappa_L'' L \ll 1$, то интерференция проникающего и отраженного полей происходит в фазе, что и приводит к усилению поля внутри пленки. Это проявляется в относительном увеличении коэффициента отражения (см. Рис. 4.10б). На Рис. 4.10б, одновременно с результатами расчета $\Delta R(t)/R$ с использованием формул (3.43), (3.44), штрихованной кривой приведены данные, полученные без учета влияния конечной толщины пленки на напряженность поля (формулы (3.19) и (3.21)).

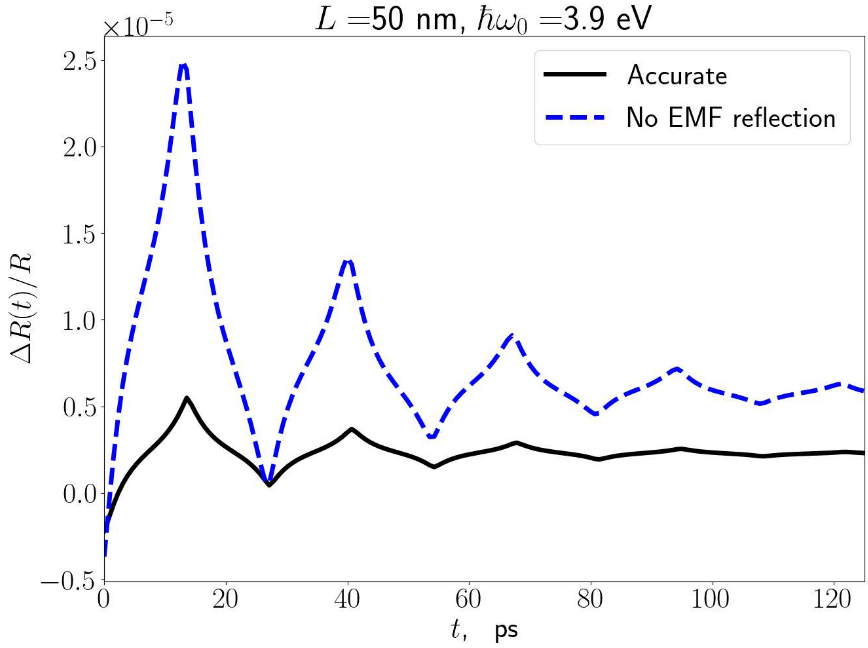


Рис. 4.11: То же, что на Рис. 4.10, но при $\hbar\omega_0 = 3.9$ эВ и $L = 50$ нм.

Влияние отражения поля от границы металл-диэлектрик может быть и другим. Покажем это в случае воздействия на пленку толщиной $L = 50$ нм излучения с энергией кванта $\hbar\omega_0 = 3.9$ эВ и частотой $\omega_0 = 5.9 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ близкой к границе межзонных переходов. В этом случае $\varepsilon(\omega_0) = 0.74 + 0.70i$ и глубина проникновения поля существенно возрастает до ≈ 180 нм. Отметим, что при этом возрастает и эффективная частота столкновений электронов до $\nu = 1.1 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ [91]. При этом диэлектрическая проницаемость подложки не изменилась. Вследствие сильного изменения диэлектрической проницаемости серебра изменился и коэффициент отражения от границы Ag-SiO$_2$. Вещественная часть r_{Ag-SiO_2} изменила знак, а $\kappa''_L L$, по-прежнему, меньше единицы. В итоге интерференция проникающего в пленку поля и отраженного от границы Ag-SiO$_2$ происходит в условиях, когда их фаза сдвинута более, чем на $\pi/2$. Итог такой интерференции — ослабление суммарного поля по сравнению со случаем, когда не учитывается отражение от удаленной границы пленки. Вследствие этого отличие сплошной и штрихованной кривых на Рис. 4.11 оказывается прямо противоположным приведенному на Рис. 4.10б. Вместе с тем, несмотря на негативное влияние отражения от границы металл-диэлектрик, абсолютные значения изменения коэффициента отражения на Рис. 4.11 существенно больше, чем на Рис. 4.10б. Это связано с тем, что на частоте $\omega_0 = 5.9 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ частота столкновений электронов сильно возросла. Усиление поля из роста глубины поля не проявилось из-за относительного ослабления вследствие отражения от подложки.

4.7 Краткие итоги

Выше проанализировано изменение коэффициента выражения металла, возникающее из-за смещения атомов. Получены выражения для изменения коэффициента выражения, и с их помощью дан анализ такого изменения в частотной области. Показано, что для тонких металлических пленок при практически равномерном нагреве пленки профиль изображение изменения коэффициента отражения $\Delta R(\omega)/R$ содержит только максимумы, соответствующие нечетным модам. Аналогичный эффект имеет место, когда плотности потока массы со скоростью звука в металле и диэлектрике близки друг к другу. Изучено также изменение коэффициента отражения во времени. Показано, что когда поток тепла за счет электронной теплопроводности достигает задней поверхности металла до того, как энергия от электронов успевает передаться решетке, то на профили функции $\Delta R(t)/R$ будут два набора пиков, соответствующих звуку, возникающему у обеих поверхностей металла. Если поток тепла не успевает достичь границы металл-диэлектрик, то имеется только один набор пиков, соответствующий звуку, возникающему вблизи границы металл-вакуум. Длина волны зондирующего излучения также влияет на модуляции коэффициента отражения. Если действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости сопоставимы по величине на длине волны зондирующего излучения, то часть максимумов на профиле функции $\Delta R(\omega)/R$ отсутствует, что, в свою очередь, приводит к расщеплению пиков на профиле функции $\Delta R(t)/R$. В тонких пленках металла амплитуда генерируемого звука и, как следствие, амплитуда изменения коэффициента отражения увеличиваются при уменьшении толщины пленки. Если толщина пленки больше глубины скин-слоя на частоте излучения накачки, но меньше масштабов неоднородности температуры, то такой рост $\sim 1/L$. Если же толщина пленки меньше глубины скин-слоя, то возможны условия, когда амплитуда звука $\sim 1/L^2$. Также в тонких пленках появляется дополнительный вклад в изменение коэффициента отражения, связанный с постоянным смещением атомов, возникающего из-за установления теплового равновесия.

Для оценки степени точности оптически толстой пленки и однородно нагреваемой пленки, проведено сравнение результатов, полученных с помощью таких приближений, с результатами, учитывающими структуру электромагнитного поля внутри пленки и конечную теплопроводность. Различие между точным результатом и приближением однородной температуры проявляется при толщине пленки, большей глубины прогрева металла. При таких толщинах при приближенном описании амплитуда звуковых импульсов, возникающих у границы металл-вакуум, оказывается меньше, а у задней поверхности больше, чем при точном. Также приближение однородной температуры не учитывает релаксацию вклада градиента температуры в $\Delta R(t)/R$. При этом учет градиентов температуры в уравнении для смещения атомов решетки слабо влияет на изменение коэффициента отражения, если глубина скин-слоя на частоте зондирующего излучения меньше глубины нагрева пленки. В свою очередь, для толстых пленок, толщина которых больше глубины скин-слоя, приближение оптически толстой пленки дает хорошее согласие с точным результатом. Однако если толщина пленки оказывается меньше глубины проникновения греющего поля, то необходимо учитывать отражение поля от границы металл-диэлектрик. При этом в зависимости от оптических свойств металла и диэлектрика на частоте греющего импульса учет отражения может приводить как к увеличению смещения атомов, так и к их уменьшению.

Заключение

В заключение, сформулируем основные результаты работы:

1. Описана генерация низкочастотных полей при облучении металла импульсом фемтосекундного лазерного излучения, сфокусированного в полосу. Получены выражения для магнитных полей низкочастотных поверхностной волны и излучения, возникающих за счет пондеромоторной силы и градиента давления электронов. Показано, что вблизи поверхности металла будет иметься область доминирования поверхностной волны если на характерных частотах низкочастотных полей действительная часть диэлектрической проницаемости будет больше мнимой. При этом размеры этой области будут определяться соотношением между ними. Напротив, если мнимая часть превосходит действительную, то на любых расстояниях от области фокального пятна доминирующим будет поле излучения.

2. Продемонстрировано, что наиболее оптимальные условия для возбуждения низкочастотной поверхностной волны реализуются, когда за время воздействия лазерного излучения происходит много электронных столкновений в поле лазерного излучения, и мало в низкочастотном поле. Такой случай может иметь место при воздействии достаточно высокочастотного излучения, когда частоты столкновений сильно различаются. При этом основным механизмом генерации будет являться градиент давления электронов, а эффективность генерации низкочастотных поверхностных волн тем выше, чем короче лазерный импульс и чем больше частота лазерного излучения.

3. Рассмотрена лазерная генерация звука в пленке металла на подложке из диэлектрика за счет нагрева решетки и электронов, а также за счет пондеромоторного воздействия на электроны. Проведено сравнение вкладов в генерацию звука от этих механизмов при различных частотах. Показано, что если эффективные частоты столкновений электронов в металле достаточно малы, то в терагерцовом диапазоне частот вклад от пондеромоторного воздействия превосходит вклады от изменения температур.

4. Дан анализ спектрального состава и зависимости от времени изменения коэффициента отражения, связанного с распространением звука в металле. Пока-

зано, что когда реализуется почти однородный нагрев, то функция $\Delta R(\omega)/R$ содержит только максимумы, соответствующие нечетным гармоникам. Также, если действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости на частоте зондирующего излучения близки друг к другу, то часть максимумов функции $\Delta R(\omega)/R$ отсутствует. Это приводит к расщеплению пиков на профиле функции $\Delta R(t)/R$. Если у задней поверхности металла будет иметь место заметное изменение температуры, то генерация звука будет происходить у обеих границ пленки, и на профиле функции $\Delta R(t)/R$ будут присутствовать два набора импульсов. В противоположном случае генерация звука будет происходить только у границы металл-вакуум. Также продемонстрировано, что в тонких пленках металла амплитуда генерируемого звука и соответствующее изменение коэффициента отражения растут при уменьшении толщины пленки. Если толщина пленки L больше глубины скин-слоя на частоте излучения накачки, но меньше масштабов неоднородности температуры, то такой рост $\sim 1/L$. Если же толщина пленки меньше глубины скин-слоя, то возможны условия, когда амплитуда звука растет $\sim 1/L^2$.

5. Показано, что приближение однородно нагреваемой пленки оправдано если толщина пленки меньше глубины прогрева металла. При этом учет градиентов температуры в уравнении для смещения атомов решетки слабо влияет на изменение коэффициента отражения, если глубина скин-слоя на частоте зондирующего излучения меньше глубины нагрева пленки. Учет структуры электромагнитного важен, если толщина пленки сравнима с глубиной скин-слоя. При этом в зависимости от оптических свойств металла и диэлектрика на частоте импульса накачки это отражение может приводить как к увеличению смещения атомов, так и к его уменьшению.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность и признательность своему научному руководителю Урюпину Сергею Александровичу за переданные знания, научное и методическое руководство, помощь в организации исследования, а также за постоянное внимание и ценные советы, предоставленные в ходе всей учёбы и подготовки диссертации.

Автор также благодарит сотрудников Лаборатории теории плазменных явлений за участие в обсуждении научных результатов и организационную поддержку.

Отдельная признательность выражается преподавателям и сотрудникам кафедры Теоретической ядерной физики НИЯУ «МИФИ» за фундаментальную теоретическую подготовку и высокий уровень преподавания, обеспечившие необходимую базу для осуществления научно-исследовательской деятельности.

Список литературы

1. Fundamentals of ultrafast laser–material interaction / M. V. Shugaev, C. Wu, O. Armbruster, A. Naghilou, N. Brouwer, D. S. Ivanov, T. J.-Y. Derrien, N. M. Bulgakova, W. Kautek, B. Rethfeld, L. V. Zhigilei // MRS Bull. — 2016. — Vol. 41, no. 12. — P. 960–968. — DOI: 10.1557/mrs.2016.274.
2. Terahertz emission via ultrashort-pulse excitation of magnetic metal films / D. J. Hilton, R. D. Averitt, C. A. Meserole, G. L. Fisher, D. J. Funk, J. D. Thompson, A. J. Taylor // Opt. Lett. — 2004. — Vol. 29, no. 15. — P. 1805–1807. — DOI: 10.1364/OL.29.001805.
3. *Kadlec F.*, *Kužel P.*, *Coutaz J.-L.* Optical rectification at metal surfaces // Opt. Lett. — 2004. — Vol. 29, no. 22. — P. 2674–2676. — DOI: 10.1364/OL.29.002674.
4. *Kadlec F.*, *Kužel P.*, *Coutaz J.-L.* Study of terahertz radiation generated by optical rectification on thin gold films // Opt. Lett. — 2005. — Vol. 30, no. 11. — P. 1402–1404. — DOI: 10.1364/OL.30.001402.
5. *Welsh G. H.*, *Hunt N. T.*, *Wynne K.* Terahertz-pulse emission through laser excitation of surface plasmons in a metal grating // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Vol. 98, no. 2. — P. 026803. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.026803.
6. *Welsh G. H.*, *Wynne K.* Generation of ultrafast terahertz radiation pulses on metallic nanostructured surfaces // Opt. Express. — 2009. — Vol. 17, no. 4. — P. 2470–2480. — DOI: 10.1364/OE.17.002470.
7. Terahertz emission from a femtosecond laser focus in a two-color scheme / A. V. Balakin, A. V. Borodin, I. A. Kotelnikov, A. P. Shkurinov // J. Opt. Soc. Am. B. — 2010. — Vol. 27, no. 1. — P. 16–26. — DOI: 10.1364/JOSAB.27.000016.
8. Terahertz emission from a metallic surface induced by a femtosecond optic pulse / E. V. Suvorov, R. A. Akhmedzhanov, D. A. Fadeev, I. E. Ilyakov, V. A. Mironov, B. V. Shishkin // Opt. Lett. — 2012. — Vol. 37, no. 13. — P. 2520–2522. — DOI: 10.1364/OL.37.002520.

9. Terahertz emission from surface-immobilized gold nanospheres / K. Kajikawa, Y. Nagai, Y. Uchiho, G. Ramakrishnan, N. Kumar, G. K. P. Ramanandan, P. C. M. Planken // Opt. Lett. — 2012. — Vol. 37, no. 19. — P. 4053–4055. — DOI: 10.1364/OL.37.004053.

10. *Бежанов С. Г.*, *Урюпин С. А.* Генерация нелинейных токов и низкочастотного излучения при взаимодействии лазерного импульса с металлом // Квантовая электроника. — 2013. — Т. 43, № 11. — С. 1048—1054. — DOI: 10.1070/QE2013v043n11ABEH015268.

11. Mechanisms of THz generation from silver nanoparticle and nanohole arrays illuminated by 100 fs pulses of infrared light / D. K. Polyushkin, I. Marton, P. Racz, P. Dombi, E. Hendry, W. L. Barnes // Phys. Rev. B. — 2014. — Vol. 89, no. 12. — P. 125426. — DOI: 10.1103/PhysRevB.89.125426.

12. Emission of terahertz pulses from nanostructured metal surfaces / G. K. P. Ramanandan, G. Ramakrishnan, N. Kumar, A. J. L. Adam, P. C. M. Planken // J. Phys. D Appl. Phys. — 2014. — Vol. 47, no. 37. — P. 374003. — DOI: 10.1088/0022-3727/47/37/374003.

13. *Урюпин С. А.*, *Фролов А. А.* Возбуждение поверхностных волн в проводнике коротким лазерным импульсом // Квантовая электроника. — 2013. — Т. 43, № 12. — С. 1132—1138. — DOI: 10.1070/QE2013v043n12ABEH015262.

14. *Урюпин С. А.*, *Фролов А. А.* Генерация поверхностных волн и низкочастотного излучения при воздействии на проводник импульса лазерного излучения, сфокусированного цилиндрической линзой // Квантовая электроника. — 2014. — Т. 44, № 9. — С. 866—872. — DOI: 10.1070/QE2014v044n09ABEH015383.

15. *Dai J.*, *Zhang X. C.* Terahertz wave generation from thin metal films excited by asymmetrical optical fields // Opt. Lett. — 2014. — Vol. 39, no. 4. — P. 777–780. — DOI: 10.1364/OL.39.000777.

16. *Oladyshkin I.*, *Fadeev D.*, *Mironov V.* Thermal mechanism of laser induced THz generation from metal surface // J. Opt. — 2015. — Vol. 17, no. 7. — P. 075502. — DOI: 10.1088/2040-8978/17/7/075502.

17. *Bezhanov S. G.*, *Uryupin S. A.* Free-electron mechanisms of low-frequency radiation generation on metal surfaces // Opt. Lett. — 2016. — Vol. 41, no. 21. — P. 4975–4978. — DOI: 10.1364/OL.41.004975.

18. *Ramakrishnan G.*, *Planken P. C. M.* Percolation-enhanced generation of terahertz pulses by optical rectification on ultrathin gold films // Opt. Lett. — 2016. — Vol. 36, no. 13. — P. 2572–2574. — DOI: 10.1364/OL.36.002572.

19. *Bezhanov S. G.*, *Uryupin S. A.* Optical rectification of ultrashort laser pulses at the surface of conducting media // J. Opt. Soc. Am. B. — 2017. — Vol. 34, no. 12. — P. 2593–2598. — DOI: 10.1364/JOSAB.34.002593.

20. *Oladyshkin I.*, *Fadeev D.*, *Mironov V.* Optical excitation of surface plasmons and terahertz emission from metals // Phys. Rev. B. — 2019. — Vol. 100, no. 8. — P. 08542. — DOI: 10.1103/PhysRevB.100.085421.

21. *Tonouchi M.* Cutting-edge terahertz technology // Nat. Photonics. — 2007. — Vol. 1. — P. 97–105. — DOI: 10.1038/nphoton.2007.3.

22. *Mittleman D. M.* Perspective: Terahertz science and technology // J. Appl. Phys. — 2017. — Vol. 122, no. 23. — P. 230901. — DOI: 10.1063/1.5007683.

23. Terahertz biophotonics as a tool for studies of dielectric and spectral properties of biological tissues and liquids / O. A. Smolyanskaya, N. V. Chernomyrdin, A. A. Konovko, K. I. Zaytsev, I. A. Ozheredov, O. P. Cherkasova, M. M. Nazarov, J.-P. Guillet, S. A. Kozlov, Y. V. Kistenev, J.-L. Coutaz, P. Mounaix, V. L. Vaks, J.-H. Son, H. Cheon, V. P. Wallace, Y. Feldman, I. Popov, A. N. Yaroslavsky, A. P. Shkurinov, V. V. Tuchin // Prog. Quantum Electron. — 2018. — Vol. 62. — P. 1–77. — DOI: 10.1016/j.pquantelec.2018.10.001.

24. Non-destructive testing and evaluation of composite materials/structures: A state-of-the-art review / B. Wang, S. Zhong, T.-L. Lee, K. S. Fancey, J. Mi // Adv. Mech. Eng. — 2020. — Vol. 12, no. 4. — DOI: 10.1177/1687814020913761.

25. Terahertz time-domain spectroscopy / M. Koch, D. M. Mittleman, J. Ornik, E. Castro-Camus // Nat. Rev. Methods Primers. — 2023. — Vol. 3. — P. 48. — DOI: 10.1364/OL.36.002572.

26. Генерация терагерцевого излучения при отражении фемтосекундных лазерных импульсов от поверхности металла / В. А. Миронов, И. В. Оладышкин, Е. В. Суворов, Д. А. Фадеев // ЖЭТФ. — 2014. — Т. 146, № 2. — С. 211—228. — DOI: 10.1134/S1063776114070139.

27. *Kumar P.*, *Tripathi V. K.* Terahertz surface plasmons excitation by nonlinear mixing of lasers in over ultrathin metal film coated dielectric // J. Appl. Phys. — 2013. — Vol. 114, no. 5. — P. 053101. — DOI: 10.1063/1.4817091.

28. *Safari S.*, *Jazi B.* The Infrared (Far Terahertz) Generation by Nonlinear Interactions of Two Visible Laser Beams in a Metallic Background: Infrared Surface Plasmon Effect // Plasmonics. — 2019. — Vol. 14, no. 1. — P. 25–32. — DOI: 10.1007/s11468-018-0773-8.

29. Excitation and propagation of surface electromagnetic waves studied by terahertz spectrochronography / M. M. Nazarov, L. S. Mukina, A. V. Shuvaev, D. A. Sapozhnikov, A. P. Shkurinov, V. A. Trofimov // Laser Phys. Lett. — 2005. — Vol. 2, no. 10. — P. 471–475. — DOI: 10.1002/lapl.200510026.

30. *Lalanne P.*, *Hugonin J. P.* Interaction between optical nano-objects at metallo-dielectric interfaces // Nat. Phys. — 2006. — Vol. 2. — P. 551–556. — DOI: 10.1038/nphys364.

31. *Chen L.*, *Robinson J. T.*, *Lipson M.* Role of radiation and surface plasmon polaritons in the optical interactions between a nano-slit and a nano-groove on a metal surface // Opt. Express. — 2006. — Vol. 14, no. 26. — P. 12629–12636. — DOI: 10.1364/OE.14.012629.

32. *Mukina L.*, *Nazarov M. M.*, *Shkurinov A. P.* Propagation of THz plasmon pulse on corrugated and flat metal surface // Surf. Sci. — 2006. — Vol. 600, no. 20. — P. 4771–4776. — DOI: 10.1016/j.susc.2006.07.046.

33. Near-field analysis of surface waves launched at nanoslit apertures / L. Aigouy, P. Lalanne, J. P. Hugonin, G. Julié, V. Mathet, M. Mortier // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Vol. 98, no. 15. — P. 153902. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.153902.

34. *Ung B.*, *Sheng Y.* Optical surface waves over metallo-dielectric nanostructures: Sommerfeld integrals revisited // Opt. Express. — 2008. — Vol. 16, no. 26. — P. 9073–9086. — DOI: 10.1364/OE.16.009073.

35. Excitation and focusing of terahertz surface plasmons using a grating coupler with elliptically curved grooves / G. Gaborit, D. Armand, J.-L. Coutaz, M. Nazarov, A. Shkurinov // Appl. Phys. Lett. — 2009. — Vol. 94, no. 23. — P. 231108. — DOI: 10.1063/1.3153125.

36. A microscopic view of the electromagnetic properties of sub-λ metallic surfaces / Lalanne, J. Hugonin, H. Liu, B. Wang // Surf. Sci. Rep. — 2009. — Vol. 64, no. 10. — P. 453–469. — DOI: 10.1016/j.surfrep.2009.07.003.

37. *Nikitin A. Y.*, *Garca-Vidal F. J.*, *Martn-Moreno L.* Surface Electromagnetic Field Radiated by a Subwavelength Hole in a Metal Film // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 106, no. 7. — P. 073902. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.073902.

38. Dynamics of coupled plasmon polariton wave packets excited at a subwavelength slit in optically thin metal films / L.-M. Wang, L. Zhang, T. Seideman, H. Petek // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86, no. 16. — P. 165408. — DOI: 10.1103/PhysRevB.86.165408.

39. Surface plasmon polaritons launched using a terahertz free-electron laser: propagation along a gold–ZnS–air interface and decoupling to free waves at the surface edge / V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev, I. A. Kotelnikov, A. K. Nikitin, V. S. Cherkassky, G. N. Kulipanov, G. N. Zhizhin // J. Opt. Soc. Am. B. — 2013. — Vol. 30, no. 8. — P. 2182–2190. — DOI: 10.1364/JOSAB.30.002182.

40. Quasi-cylindrical waves on a dielectric-film-coated metal surface / H. Wang, X. Chen, S. Wei, F. Yang, H. Liao, Z. Li, J. Chen, Q. Gong // J. Opt. Soc. Am. B. — 2015. — Vol. 32, no. 7. — P. 1514–1523. — DOI: 10.1364/JOSAB.32.001514.

41. *Eesley G. L.*, *Clemens B. M.*, *Paddock C. A.* Generation and detection of picosecond acoustic pulses in thin metal films // App. Phys. Lett. — 1987. — Vol. 50, no. 12. — P. 717–719. — DOI: 10.1063/1.98077.

42. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses / C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, J. Tauc // Phys. Rev. B. — 1986. — Vol. 34, no. 6. — P. 4129–4138. — DOI: 10.1103/PhysRevB.34.4129.

43. *Ахманов С. А.*, *Гусев В. Э.* Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов: новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностике быстропротекающих процессов и нелинейной акустике // УФН. — 1992. — Т. 162, № 3. — С. 3—87. — DOI: 10.3367/UFNr.0162.199203a.0003.

44. *Wright B.* Thickness and sound velocity measurement in thin transparent films with laser picosecond acoustics // J. Appl. Phys. — 1992. — Vol. 71, no. 4. — P. 1617–1629. — DOI: 10.1063/1.351218.

45. *Tas G.*, *Maris H. J.* Electron diffusion in metals studied by picosecond ultrasonics // Phys. Rev. B. — 1994. — Vol. 49, no. 21. — P. 15046–15054. — DOI: 10.1103/PhysRevB.49.15046.

46. *Wright O. B.*, *Gusev V. E.* Ultrafast generation of acoustic waves in copper // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. — 1995. — Vol. 42, no. 3. — P. 331–338. — DOI: 10.1109/58.384440.

47. *Richardson C. J. K.*, *Ehrlich M. J.*, *Wagner J. W.* Interferometric detection of ultrafast thermoelastic transients in thin films: theory with supporting experiment // J. Opt. Soc. Am. B. — 1999. — Vol. 107, no. 6. — P. 1007–1015. — DOI: 10.1364/JOSAB.16.001007.

48. *O'Hara K. E.*, *Hu X.*, *Cahill D. G.* Characterization of nanostructured metal films by picosecond acoustics and interferometry // J. Appl. Phys. — 2001. — Vol. 90, no. 9. — P. 4852–4858. — DOI: 10.1063/1.1406543.

49. *Saito T.*, *Matsuda O.*, *Wright O. B.* Picosecond acoustic phonon pulse generation in nickel and chromium // Phys. Rev. B. — 2003. — Vol. 67, no. 20. — P. 205421. — DOI: 10.1103/PhysRevB.67.205421.

50. Probing elasticity at the nanoscale: terahertz acoustic vibration of small metal nanoparticle / V. Juvé, A. Crut, P. Maioli, M. Pellarin, M. Broyer, N. D. Fatti, F. Vallée // Nano Lett. — 2010. — Vol. 10, no. 5. — P. 1853–1858. — DOI: 10.1021/nl100604r.

51. Femtosecond spectroscopy of acoustic frequency combs in the 100-GHz frequency range in Al/Si membranes / M. Grossmann, M. Klingele, P. Scheel, O. Ristow, M. Hettich, R. W. C. He, M. Schubert, A. Bruchhausen, V. Gusev, E. Scheer, T. Dekorsy // Phys. Rev. B. — 2013. — Vol. 88, no. 20. — P. 205202. — DOI: 10.1103/PhysRevB.88.205202.

52. Ultrafast optical detection of coherent acoustic phonons emission driven by superdiffusive hot electrons / M. Lejman, V. Shalagatskyi, O. Kovalenko, T. Pezeril, V. V. Temnov, P. Ruello // J. Opt. Soc. Am. B. — 2014. — Vol. 31, no. 2. — P. 282–290. — DOI: 10.1364/JOSAB.31.000282.

53. Fundamentals of picosecond laser ultrasonics / O. Matsuda, M. C. Larciprete, R. L. Voti, O. B. Wright // Ultrasonics. — 2015. — Vol. 56. — P. 3–20. — DOI: 10.1016/j.ultras.2014.06.005.

54. *Ruello P.*, *Gusev V. E.* Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation // Ultrasonics. — 2015. — Vol. 56. — P. 21–35. — DOI: 10.1016/j.ultras.2014.06.004.

55. Studying time-dependent contribution of hot-electron versus lattice-induced thermal-expansion response in ultra-thin Au-nanofilms / P.-J. Wang, C.-C. Shen, K.-Y. Chou, M.-H. Ho, J.-K. Sheu, C.-K. Sun // Appl. Phys. Lett. — 2020. — Vol. 117, no. 15. — P. 154101. — DOI: 10.1063/5.0023700.

56. *Wang X.*, *Li J.*, *Cao J.* Coherent phonon generation in laser heated gold nanofilm // J. Chem. Phys. — 2020. — Vol. 152, no. 12. — P. 124704. — DOI: 10.1063/1.5137818.

57. Acoustic properties of strained SiGe/Si layers in the sub-terahertz frequency range / A. Y. Klokov, V. S. Krivobok, A. I. Sharkov, V. A. Tsvetkov, V. P. Martovitskii, A. V. Novikov // J. Appl. Phys. — 2020. — Vol. 127, no. 5. — P. 154304. — DOI: 10.1063/1.5129847.

58. Детектирование когерентных оптических фононов в тонкой плёнке висмута методом сверхбыстрой электронной дифракции / Б. Н. Миронов, С. А. Асеев, А. А. Ищенко, И. В. Кочиков, С. В. Чекалин, Е. А. Рябов // Квантовая электроника. — 2020. — Т. 50, № 3. — С. 242—245. — DOI: 10.1070/QEL17251.

59. *Bach N.*, *Schafer S.* Ultrafast strain propagation and acoustic resonances in nanoscale bilayer systems // Struct. Dyn. — 2021. — Vol. 8, no. 3. — P. 035101. — DOI: 10.1063/4.0000079.

60. Terahertz photoacoustic generation using ultrathin nickel nanofilms / K.-Y. Chou, C.-L. Wu, C.-C. Shen, J.-K. Sheu, C.-K. Sun // J. Phys. Chem. C. — 2021. — Vol. 125, no. 5. — P. 3134–3142. — DOI: 10.1021/acs.jpcc.0c09303.

61. Comprehensive characterization of thermal and mechanical properties in thin metal film-glass substrate system by ultrafast laser pump-probe method / X. Tu, Y. Zeng, S. Wang, L. Li, C. Li, Z. Wang // Opt. Express. — 2022. — Vol. 30, no. 26. — P. 46193–46208. — DOI: 10.1364/OE.468310.

62. Picosecond acoustics method for measuring the thermodynamical properties of solids and liquids at high pressure and high temperature / F. Decremps, M. Gauthier, S. Ayrinhac, L. Bove, L. Belliard, B. Perrin, M. Morand, G. L. Marchand, F. Bergame, J. Philippe // Ultrasonics. — 2015. — Vol. 56. — P. 129–140. — DOI: 10.1016/j.ultras.2014.04.011.

63. Understanding molecular layer deposition growth mechanisms in polyurea via picosecond acoustics analysis / R. A. Nye, A. P. Kelliher, J. T. Gaskins, P. E. Hopkins, G. N. Parsons // Chem. Mater. — 2020. — Vol. 32, no. 4. — P. 1553–1563. — DOI: 10.1021/acs.chemmater.9b04702.

64. Photoacoustic effect in stressed elastic solids / K. L. Muratikov, A. L. Glazov, D. N. Rose, J. E. Dumar // J. Appl. Phys. — 2000. — Vol. 88, no. 5. — P. 2948–2955. — DOI: 10.1063/1.1287526.

65. *Kozhushko V. V.*, *Hess P.* Nondestructive evaluation of microcracks by laser-induced focused ultrasound // Appl. Phys. Lett. — 2007. — Vol. 91, no. 22. — P. 224107. — DOI: 10.1063/1.2819088.

66. Detection of cracks in metal sheets using pulsed laser generated ultrasound and EMAT detection / S. Dixon, S. E. Burrows, B. Dutton, Y. Fan // Ultrasonics. — 2011. — Vol. 51, no. 1. — P. 7–16. — DOI: 10.1016/j.ultras.2010.05.002.

67. *Glazov A. L.*, *Muratikov K. L.* Generalized thermoelastic effect in real metals and its application for describing photoacoustic experiments with Al membranes // J. Appl. Phys. — 2020. — Vol. 128, no. 9. — P. 095106. — DOI: 10.1063/5.0013308.

68. *Ramanathan S.*, *Cahill D. G.* High-resolution picosecond acoustic microscopy for non-invasive characterization of buried interfaces // J. Mater. Res. — 2006. — Vol. 21, no. 5. — P. 1204–1208. — DOI: 10.1557/jmr.2006.0141.

69. *Faria J. C. D.*, *Garnier P.*, *Devos A.* Non-destructive spatial characterization of buried interfaces in multilayer stacks via two color picosecond acoustics // Appl. Phys. Lett. — 2017. — Vol. 21, no. 24. — P. 243105. — DOI: 10.1063/1.5007802.

70. Picosecond ultrasonics study of the vibrational modes of a nanostructure / G. A. Antonelli, H. J. Maris, S. G. Malhotra, J. M. E. Harper // J. Appl. Phys. — 2002. — Vol. 91, no. 5. — P. 3261–3267. — DOI: 10.1063/1.1435831.

71. Size characterisation method and detection enhancement of plasmonic nanoparticles in a pump–probe system / R. Fuentes-Domínguez, R. J. Smith, F. Pérez-Cota, L. Marques, O. Peña-Rodríguez, M. Clark // Appl. Sci. — 2017. — Vol. 7, no. 8. — P. 819. — DOI: 10.3390/app7080819.

72. *Данилов Е. А.*, *Урюпин С. А.* Генерация терагерцевого излучения при взаимодействии фемтосекундного импульса с пленкой металла // Квантовая электроника. — 2019. — Т. 49, № 3. — С. 241—245. — DOI: 10.1070/QEL16891.

73. *Danilov E. A.*, *Uryupin S. A.* Competition of quasi-cylindrical and surface waves excited at the femtosecond pulse effect on the metal // Opt. Lett. — 2021. — Vol. 46, no. 10. — P. 2521–2524. — DOI: 10.1364/OL.423331.

74. *Danilov E. A.*, *Uryupin S. A.* Structure of low-frequency fields generated by the ponderomotive force arising at the interaction of an ultrashort focused laser pulse with the conductor // J. Opt. Soc. Am. B. — 2021. — Vol. 38, no. 9. — P. 2612–2619. — DOI: 10.1364/JOSAB.430743.

75. *Danilov E. A.*, *Uryupin S. A.* Generation of quasi-cylindrical waves during inhomogeneous heating of a metal by a focused laser pulse // Phys. Lett. A. — 2022. — Vol. 433. — P. 128026. — DOI: 10.1016/j.physleta.2022.128026.

76. *Danilov E. A.*, *Uryupin S. A.* Enhancement of terahertz fields generation on a silver surface under the effect of short-wavelength femtosecond pulses // Laser Phys. Lett. — 2022. — Vol. 19, no. 7. — P. 076001. — DOI: 10.1088/1612-202X/ac6c2d.

77. *Danilov E. A.*, *Uryupin S. A.* Generation and detection of sound at the effect of femtosecond pulses on a metal film on a dielectric substrate // J. Appl. Phys. — 2023. — Vol. 133, no. 20. — P. 203101. — DOI: 10.1063/5.0146517.

78. *Danilov E. A.*, *Uryupin S. A.* Terahertz sound generation at the effect of a femtosecond pulse of laser radiation on a metal // Opt. Lett. — 2023. — Vol. 48, no. 8. — P. 2170–2173. — DOI: 10.1364/OL.487508.

79. *Danilov E. A.*, *Uryupin S. A.* Influence of inhomogeneous temperature and field distribution on sound generation and its effect on reflectivity of a thin film heated by a femtosecond pulse // J. Appl. Phys. — 2024. — Vol. 136, no. 1. — P. 015304. — DOI: 10.1063/5.0219012.

80. *Danilov E. A.*, *Uryupin S. A.* Laser sound generation in a thin metal film on a dielectric substrate // Eur. Phys. J. Plus. — 2024. — Vol. 139, no. 9. — P. 861. — DOI: 10.1140/epjp/s13360-024-05668-0.

81. *Кузелев М.* Волновые явления в средах с дисперсией. — Москва : Ленанд, 2017. — С. 400.

82. *Maier S. A.* Plasmonics: fundamentals and applications. — NY : Springer New York, 2007. — P. 224.

83. *Lévêque G.*, *Martin O. J. F.*, *Weiner J.* Transient behavior of surface plasmon polaritons scattered at a subwavelength groove // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 76, no. 15. — P. 155418. — DOI: 10.1103/PhysRevB.76.155418.

84. Separation of surface plasmon polariton from nonconfined cylindrical wave launched from single slits / H. W. Kihm, J. H. Kang, J. S. Kyoung, K. G. Lee, M. A. Seo, K. J. Ahn // Appl. Phys. Lett. — 2009. — Vol. 94, no. 14. — P. 141102. — DOI: 10.1063/1.3115028.

85. Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W / M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, M. R. Querry // Appl. Opt. — 1985. — Vol. 24, no. 24. — P. 4493–4499. — DOI: 10.1364/AO.24.004493.

86. *Gurzhi R. N.* Mutual Electron Correlations in Metal Optics // Sov. Phys. JETP. — 1959. — Vol. 8, no. 4. — P. 673–675. — URL: `http://jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/r/35/4/p965?a=list`.

87. *Nagel S. R.*, *Schnatterly S. E.* Frequency dependence of the Drude relaxation time in metal films // Phys. Rev. B. — 1974. — Vol. 9, no. 4. — P. 1299–1303. — DOI: 10.1103/PhysRevB.9.1299.

88. *Beach R. T.*, *Christy R. W.* Electron-electron scattering in the intraband optical conductivity of Cu, Ag and Au // Phys. Rev. B. — 1977. — Vol. 16, no. 12. — P. 5277–5284. — DOI: 10.1103/PhysRevB.16.5277.

89. *Parkins G. R.*, *Lawrence W. E.*, *Christy R. W.* Intraband optical conductivity $\sigma(\omega, T)$ of Cu, Ag, and Au: Contribution from electron-electron scattering // Phys. Rev. B. — 1981. — Vol. 23, no. 12. — P. 6408–6416. — DOI: 10.1103/PhysRevB.23.6408.

90. Extended Drude model analysis of noble metals / S. J. Youn, T. H. Rho, B. I. Min, K. S. Kim // Phys. Status Solidi B. — 2007. — Vol. 244, no. 4. — P. 1354–1362. — DOI: 10.1002/pssb.200642097.

91. Optical dielectric function of silver / H. U. Yang, J. D'Archangel, M. L. Sundheimer, E. Tucker, G. D. Boreman, M. B. Raschke // Phys. Rev. B. — 2015. — Vol. 91, no. 23. — P. 235137. — DOI: 10.1103/PhysRevB.91.235137.

92. *Ashcroft N. W.*, *Mermin N. D.* Solid State Physics. — FL : Harcourt College Publishers, 1976. — P. 826.

93. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices / A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, M. L. Majewski // Appl. Opt. — 1998. — Vol. 37, no. 22. — P. 5271–5283. — DOI: 10.1364/AO.37.005271.

94. Optical dielectric function of gold / R. L. Olmon, B. Slovick, T. W. Johnson, D. Shelton, S.-H. Oh, G. D. Boreman, M. B. Raschke // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86, no. 23. — P. 235147. — DOI: 10.1103/PhysRevB.86.235147.

95. *Zeman E. J.*, *Schatz G. C.* An accurate electromagnetic theory study of surface enhancement factors for silver, gold, copper, lithium, sodium, aluminum, gallium, indium, zinc, and cadmium // J. Phys. Chem. — 1987. — Vol. 91, no. 3. — P. 634–643. — DOI: 10.1021/j100287a028.

96. *Smith D. Y.*, *Segall B.* Intraband and interband processes in the infrared spectrum of metallic aluminum // Phys. Rev. B. — 1986. — Vol. 34, no. 8. — P. 5191–5198. — DOI: 10.1103/PhysRevB.34.5191.

97. Probing of laser-induced crack closure by pulsed laser-generated acoustic waves / C. Ni, N. Chigarev, V. Tournat, N. Delorme, Z. Shen, V. E. Gusev // J. Appl. Phys. — 2013. — Vol. 113, no. 1. — P. 014906. — DOI: 10.1063/1.4772644.

98. *Gusev V. E.* Detection of nonlinear picosecond acoustic pulses by timeresolved Brillouin scattering // J. Appl. Phys. — 2014. — Vol. 116, no. 6. — P. 014906. — DOI: 10.1063/1.4893183.

99. *Kaganov M. I.*, *Lifshitz I. M.*, *Tantarov I. V.* Relaxation between electrons and lattice // Sov. Phys. JETP. — 1957. — Vol. 4, no. 2. — P. 173–178. — URL: `http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/e/4/2/p173?a=list`.

100. *Anisimov S. I.*, *Kapeliovich B. L.*, *Perel'man T. L.* Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses // Sov. Phys. JETP. — 1974. — Vol. 39, no. 2. — P. 375–377. — URL: `http://jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/r/66/2/p776?a=list`.

101. *Pekar S. I.*, *Tsekvava B. E.* Force of dragging of a crystal lattice by conduction electrons in non-stationary currents // Sov. Phys. JETP. — 1970. — Vol. 30, no. 6. — P. 1104–1107. — URL: `http://jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/r/57/6/p2035?a=list`.

102. *Lynn J. W.*, *Smith H. G.*, *Nicklow R. M.* Lattice Dynamics of Gold // Phys. Rev. B. — 1973. — Vol. 8, no. 8. — P. 3493–3499. — DOI: 10.1103/PhysRevB.8.3493.

103. *Tang X.*, *Fultz B.* A first-principles study of phonon linewidths in noble metals // Phys. Rev. B. — 2011. — Vol. 84, no. 5. — P. 054303. — DOI: 10.1103/PhysRevB.84.054303.

104. *Johnson P. B.*, *Christy R. W.* Optical constants of the noble metals // Phys. Rev. B. — 1972. — Vol. 6, no. 12. — P. 4370–4379. — DOI: 10.1103/PhysRevB.6.4370.

105. *Kittel C.* Introduction to Solid State Physics. — 8th ed. — NJ : John Wiley & Sons, Inc, 2005. — P. 680.

106. *Mclean K. O.*, *Swenson C. A.*, *Case C. R.* Thermal expansion of copper, silver, and gold below 30 K // J. Low Temp. Phys. — 1972. — Vol. 7, no. 1. — P. 77–98. — DOI: 10.1007/BF00629121.

107. *Haynes W. M.* CRC Handbook of Chemistry and Physics. — 97th ed. — Boca Raton : CRC Press, 2016. — P. 2670.

108. *Lin. Z.*, *Zhigilei L. V.*, *Celli V.* Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium // Phys. Rev. B. — 2008. — Vol. 77, no. 7. — P. 075133. — DOI: 10.1103/PhysRevB.77.075133.

109. Experimental evidence of excited electron number density and temperature effects on electron-phonon coupling in gold films / A. Giri, J. T. Gaskins, B. M. Foley, R. Cheaito, P. E. Hopkins // J. Appl. Phys. — 2015. — Vol. 117, no. 4. — P. 044305. — DOI: 10.1063/1.4906553.

110. *Lugovskoy A. V.*, *Bray I.* Ultrafast electron dynamics in metals under laser irradiation // Phys. Rev. B. — 1999. — Vol. 60, no. 5. — P. 3279–3288. — DOI: 10.1103/PhysRevB.60.3279.

111. *Lawrence W. E.* Electron-electron scattering in the low-temperature resistivity of the noble metals // Phys. Rev. B. — 1976. — Vol. 13, no. 12. — P. 5316–5319. — DOI: 10.1103/PhysRevB.13.5316.

112. *Gurzhi R. N.* On the theory of the infrared absorptivity of metals // Sov. Phys. JETP. — 1958. — Vol. 6, no. 6. — P. 506–512. — URL: `http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/e/6/3/p506?a=list`.

113. *Holstein T.* Theory of transport phenomena in an electron-phonon gas // Ann. Phys. (NY). — 1964. — Vol. 29, no. 3. — P. 410–535. — DOI: 10.1016/0003-4916(64)90008-9.

114. *Nasch M.*, *Manghnani M. H.*, *Secco R. A.* A modified ultrasonic interferometer for sound velocity measurements in molten metals and alloys // Rev. Sci. Instrum. — 1994. — Vol. 65, no. 3. — P. 682–688. — DOI: 10.1063/1.1145139.

115. Measurement of shorter-than-skin-depth acoustic pulses in a metal film via transient reflectivity / K. J. Manke, A. A. Maznev, C. Klieber, V. Shalagatskyi, V. V. Temnov, D. Makarov, S.-H. Baek, C.-B. Eom, K. A. Nelson // Appl. Phys. Lett. — 2013. — Vol. 67, no. 17. — P. 173104. — DOI: 10.1063/1.4826210.

116. Acoustic waves undetectable by transient reflectivity measurements / C. He, O. Ristow, M. Grossmann, D. Brick, Y. Guo, M. Schubert, M. Hettich, V. Gusev, T. Dekorsy // Phys. Rev. B. — 2017. — Vol. 95, no. 18. — P. 184302. — DOI: 10.1103/PhysRevB.95.184302.

117. *Gray D. E.* American Institute of Physics Handbook. — 3rd ed. — NY : McGraw-Hill, 1972. — P. 2368.

118. *Qiu T. Q.*, *Tien C. L.* Short-pulse laser heating on metals // Int. J. Heat Mass Transf. — 1992. — Vol. 35, no. 3. — P. 719–726. — DOI: 10.1016/0017-9310(92)90131-B.

119. *Hodak J. H.*, *Henglein A.*, *Hartland G. V.* Size dependent properties of Au particles: Coherent excitation and dephasing of acoustic vibrational modes // J. Chem. Phys. — 1999. — Vol. 111, no. 18. — P. 8613–8621. — DOI: 10.1063/1.480202.

120. Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals / J. Hohlfeld, S.-S. Wellershoff, J. Güdde, U. Conrad, V. Jähnke, E. Matthias // Chem. Phys. — 2000. — Vol. 251, no. 1–3. — P. 237–258. — DOI: 10.1016/S0301-0104(99)00330-4.

Список иллюстраций