

УДК 537.8+535.3

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТАЛЛА

*Р. А. Ахмеджанов^{1,2}, И. Е. Иляков¹, В. А. Миронов^{1,2}, И. В. Оладышкин^{1,2},
Е. В. Суворов¹, Д. А. Фадеев^{1*}, Б. В. Шишкин¹*

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

В статье представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований по генерации терагерцового излучения при отражении лазерного импульса с фемтосекундной длительностью от металлической поверхности. Показано, что большую часть экспериментальных данных (узкая направленность терагерцового излучения, зависимость его энергии от поляризации и угла падения лазерного излучения) удаётся интерпретировать в модели черенковской генерации. Рассмотрены некоторые новые особенности генерации терагерцового излучения, которые появляются при оптическом пробое среды вблизи поверхности металла. Исследованы структурные изменения терагерцового сигнала при образовании приповерхностной плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в технике генерации фемтосекундных лазерных импульсов открыл новые пути в освоении исключительно важного в прикладном аспекте терагерцового диапазона электромагнитных волн. Использование терагерцового излучения предоставляет уникальные возможности для изучения свойств и строения веществ в ранее практически недоступном спектрально-временном диапазоне [1–4]. Детектирование терагерцового излучения, прошедшего через объект или отражённого от него, и последующая обработка сигнала позволяют получить информацию об электродинамических характеристиках вещества в терагерцовой области, а также о динамике процессов с высоким (пико- и субпикосекундным) разрешением. Перспективным представляется использование терагерцового излучения для анализа лекарственных препаратов, обнаружения взрывчатых веществ, наркотиков и др. В последнее время предложено довольно много эффективных методов «лазерной» генерации терагерцового излучения. Одно из наиболее перспективных направлений исследований в этой области связано с изучением взаимодействия оптического излучения с металлическими поверхностями [5–9]. Эффективность генерации при таком взаимодействии заметно превышает соответствующее значение при оптическом пробое газов в поле лазерного излучения [10–13]. Однако она остаётся меньше значений в схемах с использованием, наряду с оптическим излучением, постоянного электрического поля [13, 14] или второй гармоники основной частоты лазерного излучения [15–18]. Тем не менее детальное изучение генерации терагерцового излучения при отражении лазерного импульса от поверхности металла представляет интерес как для продвижения в более высокочастотную часть терагерцового диапазона, так и для изучения структуры поверхности металлов в совокупности с другими электродинамическими методами: генерацией поверхностных волн, гармоник оптического поля и т. д. [19].

В данной работе представлена более детальная интерпретация экспериментальных данных, кратко изложенных в статье [9], а также новые экспериментальные данные и результаты численного моделирования по генерации терагерцового излучения в режиме с образованием плазмы над

* fadey.d.a@gmail.com

поверхностью металла. В первом разделе представлены экспериментальные данные, включающие в себя экспериментальные результаты работы [9], и описаны основные характеристики терагерцового излучения (диаграмма направленности, зависимость эффективности трансформации от угла падения оптического излучения, зависимость мощности терагерцового излучения от интенсивности лазерного импульса и др.). Во втором разделе обсуждается черенковский механизм излучения терагерцовых импульсов с поверхности металла, выведено выражение для нелинейного поверхностного тока и решена электродинамическая задача о его излучении. Рассмотрение проводится в рамках той же модели, что и в работе [9], но для бесстолкновительного случая. Наконец, в третьем разделе представлены результаты численного моделирования процесса отражения фемтосекундного лазерного импульса от поверхности металла и генерации терагерцового излучения в условиях, когда вблизи поверхности металла происходит пробой газа.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1.

В экспериментах использовалось излучение мощной фемтосекундной лазерной системы (энергия импульсов — 2,5 мДж, длительность — 50 фс, центральная длина волны — 780 нм, частота

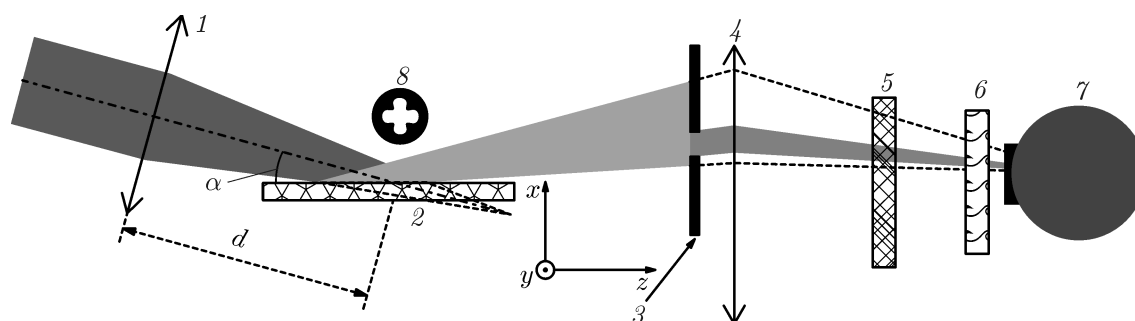


Рис. 1. Схема эксперимента по генерации терагерцового излучения на металлической поверхности: 1 — оптическая линза, 2 — металл, 3 — подвижный экран с диафрагмой, 4 — терагерцовая линза, 5 — поляризатор, 6 — поглотитель, 7 — InSb-болометр, 8 — электрод

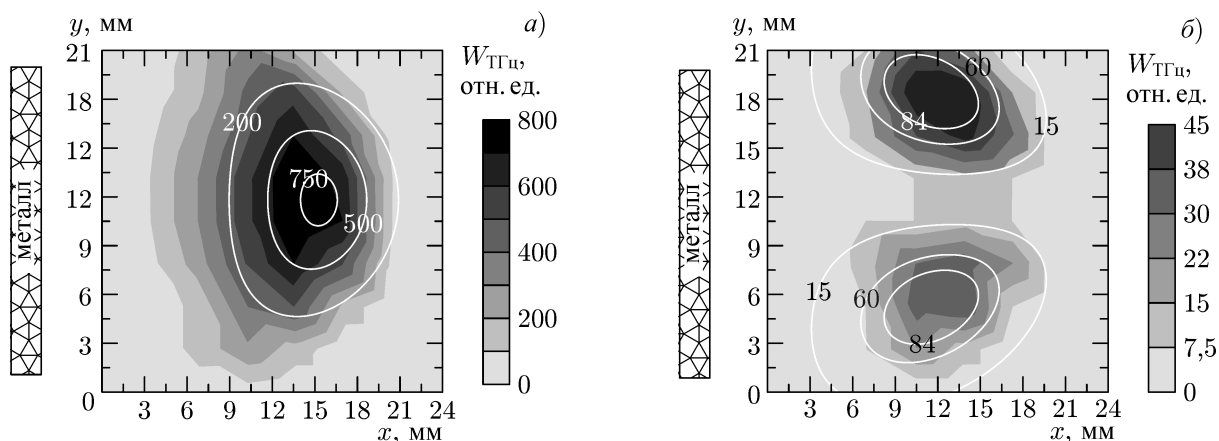


Рис. 2. Распределение плотности энергии терагерцового излучения в плоскости, ортогональной поверхности металла и плоскости падения и отражения лазерного излучения: а — без поляризатора, б — с вертикальным поляризатором (когда проходит только составляющая электрического поля терагерцового излучения, лежащая в плоскости падения и отражения лазерного излучения). Оптическое излучение р-поляризовано [9], угол $\alpha = 5^\circ$

следования импульсов — 1 кГц). Лазерное излучение фокусировалось сферической линзой с фокусным расстоянием 500 мм и направлялось на поверхность металла под углом α (см. рис. 1). Эксперименты проводились в трёх режимах: А — фокус лазерного пучка располагался вблизи поверхности металла (в этом режиме наблюдался пробой на поверхности металла), Б — фокус лазерного пучка был смещён внутрь металла (пробой на поверхности металла в этом режиме не наблюдался), С — использовался коллимированный лазерный пучок. Для измерения пространственного распределения интенсивности и поляризации генерируемого терагерцового излучения использовались непрозрачный экран с небольшой диафрагмой (с диаметром 5 мм), расположенный в 8 см от центра облучаемой области, поляризатор и криогенно охлаждаемый InSb-болومتر. Экран мог перемещаться в своей плоскости, ортогональной плоскости падения и поверхности металла.

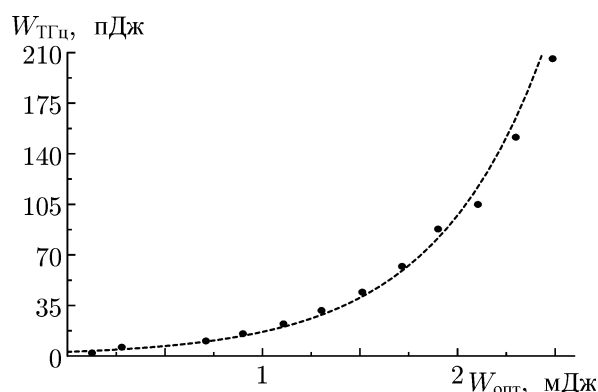


Рис. 3. Зависимость энергии терагерцового импульса от энергии лазерного импульса для медной поверхности в отсутствие пробоя. Пунктир — аппроксимация $W_{\text{ТГц}}[\text{пДж}] = 2,88 \times \exp(1,76W_{\text{опт}}[\text{мДж}])$, точки — экспериментальные данные. Расстояние от фокусирующей линзы до поверхности металла 460 мм

Исследование эффективности генерации терагерцового излучения при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью металлов (медь, алюминий, латунь) проводилось в режиме Б. Для определения зависимости эффективности трансформации от угла падения использовался образец из меди, измерения проводились в режиме С (см. вставку на рис. 4). Предварительные результаты исследования в этом режиме кратко представлены в работе [9].

Результаты более полного исследования (включая режим А) можно сформулировать следующим образом.

1) Эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое при отражении от металла более чем на порядок превосходит эффективность генерации терагерцового излучения при оптическом пробое в воздухе.

2) Диаграмма направленности генерируемого терагерцового излучения имеет максимум в направлении отражения оптического излучения от поверхности металла (рис. 2, см. также [9]). Наличие более слабой ТЕ-компоненты объясняется ограниченным поперечным (вдоль оси y) размером излучающей области на поверхности металла.

3) Независимо от поляризации оптического излучения поляризация генерируемого терагерцового излучения остаётся параллельной плоскости падения оптического пучка. Эффективность генерации терагерцового излучения максимальна, когда электрическое поле лазерного излучения лежит в плоскости падения. При повороте поляризации лазерного излучения на 90° эффективность генерации по энергии уменьшается примерно на два порядка.

4) Зависимость энергии терагерцового импульса от энергии лазерного импульса экспоненциально возрастающая (см. рис. 3).

5) Эффективность генерации немонотонно зависит от угла падения лазерного импульса: имеется ярко выраженный максимум в области «скользящих» углов (рис. 4, см. также [9]).

6) При появлении плазмы вблизи поверхности металла (в режиме А) наблюдается минимум эффективности генерации терагерцового излучения при точной фокусировке лазерного импульса на поверхность металла (рис. 5).

Обсудим более подробно режим взаимодействия лазерного излучения с поверхностью металла в условиях пробоя воздуха (режим А). На рис. 5 показана зависимость энергии терагерцового

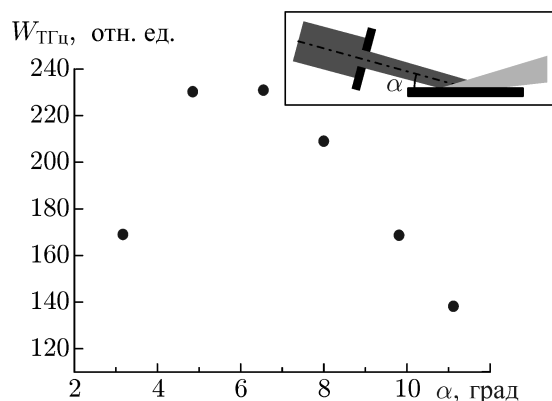


Рис. 4. Зависимость энергии терагерцового импульса от угла падения лазерного излучения при отражении от образца из меди; на вставке показана схема эксперимента [9]

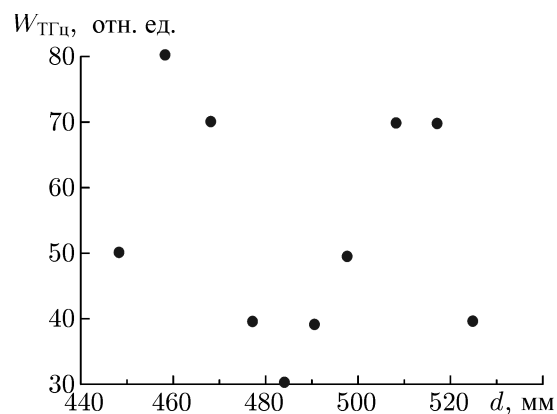


Рис. 5. Зависимость энергии терагерцового импульса от расстояния между линзой и поверхностью металла (меди)

импульса от расстояния между линзой и поверхностью металла при оптимальном угле $\alpha \approx 5^\circ$. Эффективность генерации значительно уменьшается при расстоянии $d \approx 485$ мм. При дальнейшем удалении фокальной перетяжки от поверхности металла эффективность генерации снова растёт и достигает почти такой же максимальной величины. Сдвиг области пробоя в сторону линзы (485 мм вместо расстояния, равного фокусному расстоянию линзы 500 мм) обусловлен самофокусировкой и рассеянием оптического излучения на образующейся плазме и наблюдался нами ранее в экспериментах по генерации терагерцового излучения в плазме оптического пробоя [4, 13]. Наложение постоянного электрического поля с напряжённостью порядка 10 кВ/см, перпендикулярного к поверхности металла, не влияло на генерацию терагерцового излучения на поверхности металла.

2. О ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При построении теории генерации терагерцового излучения будем опираться на два экспериментальных факта: 1) терагерцовое излучение наблюдается в направлении отражения лазерного импульса; 2) эффективность генерации терагерцового излучения сильно зависит от поляризации оптического излучения. В большинстве известных нам экспериментов [5–9] диаметр лазерного импульса составлял несколько миллиметров и намного превосходил его длину (около 15 мкм). В результате при отражении наклонно падающего импульса по поверхности металла движется световой «зайчик» (т. е. освещённая область) со скоростью, превышающей скорость света. Естественно предположить, что именно на этом участке поверхности и формируется источник терагерцового излучения, поскольку излучение такого источника будет иметь черенковский механизм и, следовательно, будет распространяться в том же направлении, что и отражённый лазерный импульс.

В работе [6] кратко изложены результаты исследования генерации терагерцового излучения как для s - так и p -поляризованного лазерного излучения в широком интервале углов падения α . В ней было экспериментально показано, что эффективность генерации терагерцового излучения в случае s -поляризованного лазерного излучения примерно на порядок меньше, чем в случае p -поляризованного лазерного излучения, а максимум достигается при $\alpha \approx 45^\circ$. В наших экспериментах мы подробно рассмотрели случай «скользящего» падения, при котором p -поляризованный лазерный импульс ещё более эффективно генерирует терагерцовое излучение. Поэтому в данной

работе мы предложим интерпретацию процесса возбуждения низкочастотных токов и генерации терагерцового излучения только для случая p -поляризованного лазерного излучения.

Чтобы объяснить зависимость мощности генерируемого терагерцового импульса от поляризации оптического излучения, необходимо найти механизм анизотропного нелинейного отклика поверхности металла на электрическое поле. Далее мы опишем наиболее простую, на наш взгляд, модель формирования низкочастотного тока, удовлетворяющую всем поставленным условиям. Результаты данного раздела будут использоваться в разделе 3, который посвящён численному моделированию генерации терагерцового излучения в условиях образования плазмы вблизи металлической поверхности.

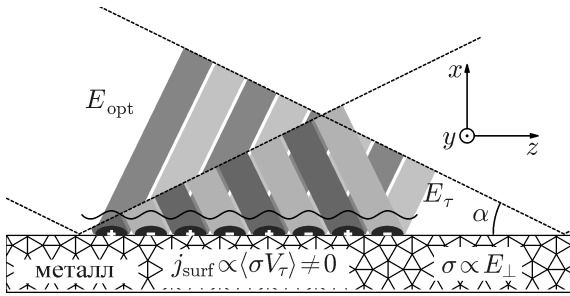


Рис. 6. К интерпретации механизма генерации терагерцового излучения на поверхностях металлов

Механизм генерации нелинейного поверхностного тока при отражении p -поляризованного лазерного излучения от металла рассмотрим в модели свободных электронов. При воздействии электрического поля ТМ-волны на поверхности металла индуцируется поверхностный заряд σ , определяемый нормальной к границе компонентой поля $E_{\perp}$:

$$\sigma = E_{\perp} / (4\pi). \quad (1)$$

Действие тангенциальной составляющей поля $\mathbf{E}_{\tau}$ приводит к смещению этого заряда вдоль

поверхности со скоростью $\mathbf{v}_{\tau}$ (см. рис. 6). Интегрируя уравнение движения каждой частицы, получим

$$\mathbf{v}_{\tau} = i \frac{e \mathbf{E}_{\tau}}{m \omega_0} \exp(i \omega_0 t), \quad (2)$$

где ω_0 — частота лазерного излучения, e и m — элементарный заряд и масса электрона соответственно. Усреднив выражение для поверхностного тока $\mathbf{j}_{\text{surf}} = \sigma \mathbf{v}_{\tau}$ по периоду оптического поля $T = 2\pi/\omega_0$, найдём для низкочастотной составляющей тока

$$\mathbf{j}_{\text{surf}} = \text{Re} \frac{E_{\perp}^* i e \mathbf{E}_{\tau}}{8\pi m \omega_0}, \quad (3)$$

где индекс «*» обозначает комплексное сопряжение. При получении (3) мы воспользовались соотношениями (1) и (2). Суммарное поле падающей и отражённой волн составляет

$$E_{\perp} = (1 + R) E_0 \cos \alpha, \quad E_{\tau} = (1 - R) E_0 \sin \alpha, \quad (4)$$

где E_0 — амплитуда электрического поля падающей волны, угол падения α отсчитывается от поверхности металла. Для металла в оптическом диапазоне частот ($\nu \ll \omega_0 \ll \omega_p$, где ω_p — плазменная частота электронного газа в металле, ν — эффективная частота столкновений) коэффициент отражения R удобно представить в следующем виде:

$$R = \frac{\varepsilon \sin \alpha - \sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon \sin \alpha + \sqrt{\varepsilon}}, \quad (5)$$

где $\varepsilon \approx -\omega_p^2/\omega_0^2$. Принимая во внимание (4) и (5), находим окончательное выражение для поверхностного тока (3):

$$j_{\text{surf}} = |E_0|^2 \frac{e \omega_p}{2\pi m \omega_0^2} \frac{\sin^2(\alpha) \cos(\alpha)}{(\omega_p^2/\omega_0^2) \sin^2(\alpha) + 1}. \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что поверхностный ток имеет максимальное значение при $\alpha \approx \omega_0/\omega_p$. Напряжённость $|E_0|$ падающего лазерного импульса является функцией от «бегущей» координаты $t - c^{-1}z \cos \alpha$ на поверхности металла, где t — время, z — координата вдоль поверхности (см. рис. 6). Это обстоятельство приводит к формированию источника электромагнитного излучения, который имеет временной масштаб порядка длительности огибающей лазерного импульса и движется по поверхности со сверхсветовой скоростью. Однако полученным выражением (6) нельзя воспользоваться непосредственно для определения черенковского излучения. Поскольку источник расположен на границе раздела сред и создаёт поля как в вакууме, так и внутри металла, для нахождения излучаемого терагерцового поля решим соответствующую электродинамическую задачу излучения.

Простые аналитические соотношения удаётся получить в консервативном случае ($\nu \ll \omega$, где ω — характерная частота излучаемого поля, ν — эффективная частота столкновений для электронов в металле). Случай $\nu \ll \omega$ был ранее исследован в работе [9]. Рассматриваемый в данной работе консервативный случай может быть реализован при коротком лазерном импульсе. Как следует из нашей модели, центральную частоту излучаемого терагерцового излучения можно оценить выражением $1/T$, где T — длительность лазерного импульса. Таким образом, при $T = 50$ фс центральная круговая частота генерируемого терагерцового излучения $\omega_{\text{THz}} = 80 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, что в два раза превышает характерную транспортную частоту столкновений в меди $\nu = 40 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [20]. Численное моделирование для больших ($\nu \sim \omega_{\text{THz}}$) частот столкновений показывает, что полная энергия и временной профиль излучаемого терагерцового сигнала изменяются слабо в достаточно широком диапазоне параметров.

Для нахождения излучения продольного поверхностного тока запишем уравнения Максвелла для компоненты электрического поля E_z , продольной по отношению к границе металл—вакуум и плоскости падения лазерного излучения:

$$\frac{\sin^2 \alpha}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2} E_z = 0 \quad (7)$$

в области $x < 0$ и

$$\frac{\sin^2 \alpha}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} = 0 \quad (8)$$

в области пространства $x > 0$, соответствующей вакууму, $\xi = t - c^{-1}z \cos \alpha$ — время, отсчитываемое от момента прохождения источником точки z . Источник терагерцового излучения не содержится в данных уравнениях, т. к. он локализован вблизи поверхности и определяет граничные условия для электромагнитного поля.

На границе раздела сред (плоскость $x = 0$) тангенциальная компонента электрического поля остаётся непрерывной, а магнитное поле испытывает скачок, связанный с наличием поверхностного тока. Запишем граничные условия, обозначая индексом «1» нижнее полупространство (плазма), а индексом «2» — верхнее (вакуум):

$$E_{z1} = E_{z2}, \quad (9)$$

$$H_{y1} - H_{y2} = 4\pi j_{\text{surf}}/c, \quad (10)$$

где поверхностный ток j_{surf} определяется выражением (6). Уравнения (7) и (8) могут быть решены аналитически в фурье-представлении. Однако для упрощения выкладок используем тот факт, что в условиях задачи продольный масштаб локализации поверхностного тока $l_{\parallel} = c\tau/\cos \alpha$ (где τ — длительность лазерного импульса) значительно больше глубины скин-слоя в металле.

При условии $\omega_p \gg \omega$ уравнение (7) описывает «нормальное» спадание электромагнитного поля в металле:

$$E_z(\xi, x) = E_z(\xi) \exp(-\omega_p x/c). \quad (11)$$

Дифференцируя (10) по времени и используя уравнения Максвелла, перепишем граничное условие (10) в том же предположении:

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial x}\right)_1 - \left(\frac{\partial E_z}{\partial x}\right)_2 = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_{\text{surf}}}{\partial \xi}. \quad (12)$$

Решение (11) в нижнем полупространстве и граничное условие (12), с учётом непрерывности E_z и неравенства $\omega_{\text{THz}} \ll \omega_p$, определяют тангенциальную компоненту поля вблизи поверхности:

$$E_z = \frac{4\pi}{c\omega_p} \frac{\partial j_{\text{surf}}}{\partial \xi}. \quad (13)$$

По известной продольной компоненте электрического поля электромагнитной волны ТМ-типа, излучаемой с поверхности металла, нетрудно найти единственную компоненту магнитного поля:

$$H_y = \frac{E_z}{\sin \alpha}. \quad (14)$$

Поток энергии излучаемой ТМ-волны пропорционален произведению её электрического и магнитного полей и может быть найден непосредственно из выражений (13), (14). В случае оптического импульса с гауссовыми профилями по времени и по радиальной координате можно получить аналитическое выражение для полной энергии излучённого терагерцового поля:

$$W = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{e^2}{m^2} \frac{a^2}{\omega_0^4 c \tau} |E_0|^4 \frac{\sin^2(\alpha) \cos(\alpha)}{[(\omega_p^2/\omega_0^2) \sin^2(\alpha) + 1]^2}, \quad (15)$$

где $2a$ и 2τ — диаметр и длительность лазерного импульса по уровню $1/e$ по интенсивности.

Решая уравнения Максвелла в вакууме для источника в виде системы токов в металле, можно определить диаграмму направленности терагерцового излучения. Результаты такого расчёта представлены контурными кривыми на рис. 2 (ширина пятна тока по уровню половинной амплитуды равна 1 мм, его длительность по уровню $1/e$ по амплитуде составляет 0,5 пс, $\alpha = 5^\circ$). Из него видно, что найденная система токов позволяет интерпретировать наблюдаемую картину полей. Сравнение показывает, что решение, построенное вблизи поверхности металла, хорошо соотносится с дальним полем, наблюдаемым в эксперименте.

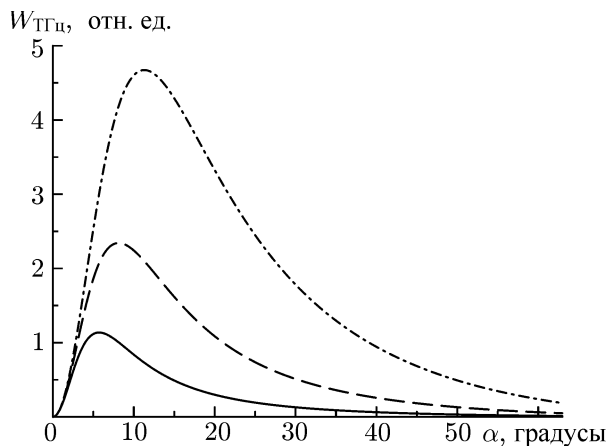


Рис. 7. Зависимость энергии терагерцового импульса от угла падения оптического излучения для металлов с разной концентрацией электронов проводимости. Сдвиг максимума кривой в сторону больших углов соответствует уменьшению плазменной частоты. Изображённые графики соответствуют плазменной частоте в металле в 5 (штрих-пунктир), 7 (пунктир) и 10 (сплошная линия) раз больше, чем частота падающего лазерного излучения

Зависимость энергии терагерцового излучения от угла падения показана на рис. 7. Представленные теоретические графики хорошо описывают экспериментальную кривую на рис. 4, а также экспериментальные зависимости из работ [5, 6]. Наиболее важной особенностью является немонотонная зависимость эффективности генерации от угла с максимумом в точке α^* , определяемой условием

$$\sin \alpha^* = \omega_0 / \omega_p. \quad (16)$$

Анализ формулы для максимальной энергии терагерцового излучения показывает, что эффективность его генерации будет расти с уменьшением плазменной частоты свободных электронов в материале. Это означает, что можно прогнозировать значительно более высокую эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое при использовании полуметаллов, в которых плазменная частота и эффективная масса носителей заряда ниже, чем в нормальных металлах. Для более определённых выводов необходимо более детальное исследование с учётом особенностей полуметаллов [21, 22].

3. ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ ПРОБОЯ ВОЗДУХА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТАЛЛА

При экспериментальном исследовании генерации терагерцового излучения управление интенсивностью лазерного поля на поверхности металла осуществлялось путём перемещения линзы относительно границы раздела сред. На рис. 8 показано, как по мере удаления линзы меняется характер взаимодействия лазерного излучения со средой. Теоретическое исследование генерации терагерцового излучения в случае низких интенсивностей (рис. 8а) было рассмотрено выше. С увеличением интенсивности становится возможным образование плазмы вблизи поверхности металла (рис. 8б). При дальнейшем удалении линзы область разряда также удаляется от поверхности (см. рис. 8в). Этот режим генерации терагерцового излучения исследован нами в работах [12, 13]. В данном разделе мы рассмотрим особенности взаимодействия лазерного излучения с металлом при образовании приповерхностной плазмы (см. рис. 8б).

Появление плазмы приводит к рассеянию лазерного излучения и уменьшению эффективности генерации терагерцового излучения в оптимальных условиях (см. рис. 5). Проводя качественный

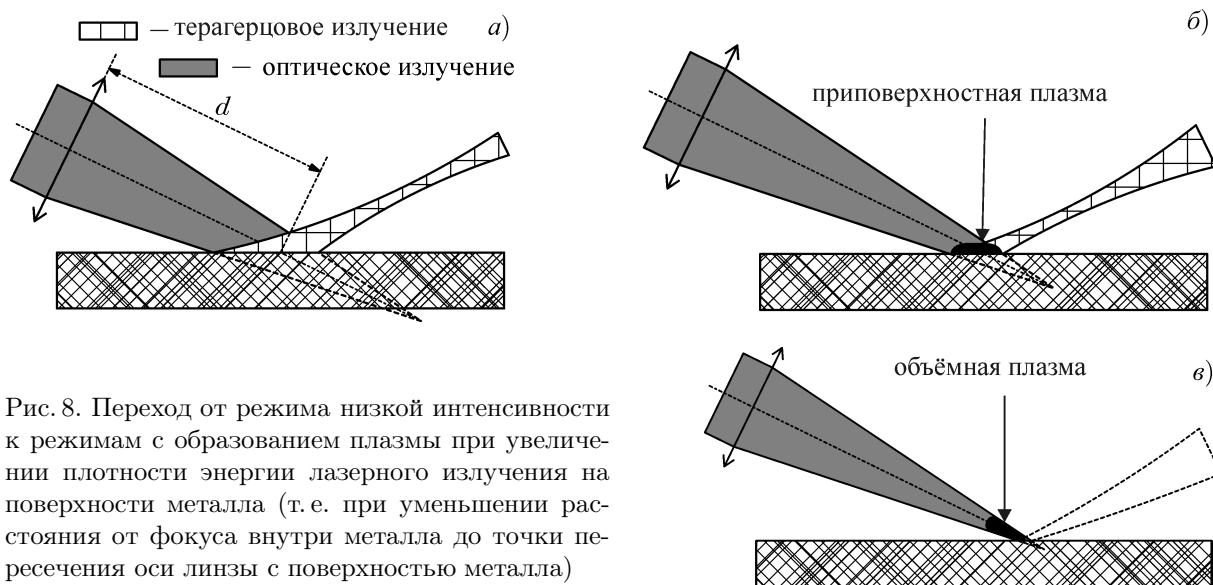


Рис. 8. Переход от режима низкой интенсивности к режимам с образованием плазмы при увеличении плотности энергии лазерного излучения на поверхности металла (т.е. при уменьшении расстояния от фокуса внутри металла до точки пересечения оси линзы с поверхностью металла)

анализ с точки зрения геометрической оптики, можно сказать, что в области возникновения плазмы уменьшается показатель преломления оптического излучения, в результате чего часть падающих лучей не доходит до металла из-за рефракции. Поэтому интенсивность лазерного поля на поверхности снижается и ослабляется нелинейный поверхностный ток. Кроме того, с появлением достаточно плотной плазмы происходит экранирование терагерцового излучения, и, следовательно, уменьшается эффективность его генерации.

Для дальнейшего рассмотрения влияния плазмы на генерацию терагерцового излучения будем предполагать, что плазма возникает вследствие ионизации воздуха. Мы не будем учитывать как термоэлектронную эмиссию электронов с поверхности металла, так и туннельную ионизацию поверхности металла в поле p -поляризованной волны.

Существует ряд исследований, в том числе и экспериментальных, свидетельствующих о том, что пороговая напряжённость пробоя металла из-за термоэлектронной эмиссии гораздо ниже (примерно на два порядка), чем порог пробоя воздуха. Однако надо иметь в виду, что в нашей работе изучается наклонное падение лазерного импульса, причём оптимальные для генерации терагерцового излучения углы падения α составляют $5^\circ \div 10^\circ$. Данный случай качественно отличается от случая нормального падения. Действительно, термоэлектронная эмиссия с поверхности металла под действием фемтосекундных лазерных импульсов происходит в результате нагрева приповерхностного слоя электронов лазерным полем. При этом эффективный нагрев обеспечивает лишь тангенциальная к поверхности компонента электрического поля, поскольку она локализована на глубине скин-слоя (порядка $50 \div 100$ нм для оптической частоты) и на глубинах, больших радиуса Дебая (порядка 1 нм). При наклонном падении лазерного пучка тангенциальное электрическое поле вблизи поверхности равно $E_\tau = (1 - R) E_0 \sin \alpha$ (см. формулу (4)), при угле падения $4^\circ \div 6^\circ$ оно составляет по амплитуде величину порядка $0,1E_0$. Таким образом, тепловое воздействие импульса при падении под таким углом соответствует тепловому воздействию импульса в 100 раз меньшей энергии, падающего по нормали к металлу. В результате, если в случае нормального падения термоэлектронная эмиссия с поверхности металла происходит при интенсивностях лазерного излучения в $50 \div 100$ раз меньших пробойной интенсивности для воздуха, то в случае падения импульса под углом около $4^\circ \div 6^\circ$ пробой воздуха возможен без пробоя металла.

Такие теоретические оценки подтверждаются экспериментальными результатами. Так, в работе [24] экспериментально измерена зависимость набираемой электронами кинетической энергии от угла падения фемтосекундного импульса в режиме абляции для серебряного образца. Из неё следует, что эффективность нагрева электронов снижается на порядок при отклонении от нормального падения на 80° . Следует также обратить внимание на представленную в нашей работе экспериментальную зависимость эффективности генерации от сдвига фокуса линзы (рис. 5). При используемых в эксперименте интенсивностях длина искры в воздухе при отсутствии металла и прочих равных условиях составляет около 3 см. Область смещений фокальной перетяжки, в которой генерация терагерцового излучения с металла подавлена, составляет 6 см (см. рис. 5). Это подтверждает предлагаемую модель ослабления генерации терагерцового излучения вследствие ионизации воздуха над поверхностью металла. Действительно, при приближении точки фокуса к поверхности металла появление плазмы над ней следует ожидать немного раньше, чем пробой газа в отсутствие металла. Это обусловлено увеличением электрического поля над поверхностью в максимуме стоячей волны в $\sqrt{2} \cos \alpha$ раза в режиме оптимального угла падения (16). Как следствие, эффективность генерации терагерцового излучения должна быть подавлена в интервале смещений фокуса, превышающем длину искры в воздухе в отсутствие металла. Это и наблюдалось в эксперименте.

Оценим возможность туннельной ионизации металла. Поскольку данный процесс является мгновенным по сравнению с временным периодом лазерного излучения, то можно предложить

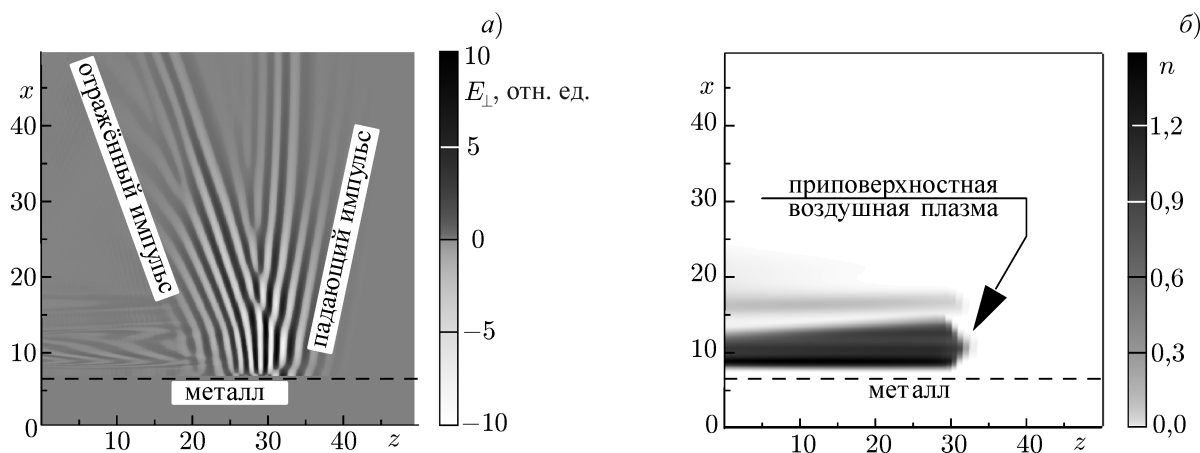


Рис. 9. Распределения амплитуды нормального к границе металла электрического поля лазерного импульса (а) и распределение концентрации плазмы оптического пробоя (б), полученные в результате численного моделирования. Угол падения $\alpha = 10^\circ$, длина волны падающего импульса 800 нм, концентрация плазмы в металле выбрана таким образом, что частота ленгмюровских колебаний металлической плазмы превышает несущую частоту оптического импульса в 30 раз. Единица измерения x_u координат x и z равна половине длины волны лазерного излучения (т.е. $x_u = 400$ нм). Амплитуда падающего импульса $E_0 = 2,2E_u$, длительность и диаметр импульса по уровню $1/e$ по амплитуде составляют $6t_u$ и $80x_u$ соответственно

простую оценку для концентрации появляющихся в результате него электронов. Так, например, для лазерного импульса с энергией 2,5 мДж, длительностью 50 фс, сфокусированного на поверхности металла в пятно с диаметром 1 мм можно получить, что его нормальное к поверхности металла электрическое поле будет полностью экранировано поверхностным зарядом порядка $5 \cdot 10^{12}$ элементарных зарядов на квадратный сантиметр (см. (1)). Таким образом, туннельная ионизация оказывается несущественной.

Рассмотрим последовательно на основе численного моделирования рефракцию лазерного излучения на образующейся плазме и формирование терагерцового импульса в условиях туннельной ионизации газа вблизи металлической поверхности. Нелинейная динамика лазерного излучения исследовалась в рамках двумерной модели. Система уравнений Максвелла для ненулевых компонент оптической ТМ-волны была дополнена уравнениями для скорости ионизации воздуха над поверхностью металла и для тока, наводимого этой волной в электронной плазме металла и ионизованного воздуха:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{4\pi}{c} j_z, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{4\pi}{c} j_x, \quad (17)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = w(|E_x|, |E_z|), \quad \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{e^2}{m} (n + n_0) \mathbf{E}, \quad (18)$$

где w — скорость ионизации воздуха, которая вычислялась по формуле Келдыша в туннельном пределе [23], $n_0(x)$ — распределение концентрации электронов металлической плазмы в пространстве, заданное в виде функции единичного скачка $n_0 = N_0 \theta(x)$, где N_0 — плотность свободных электронов в металле. Уравнения (17), (18) записаны в переменных, нормированных на $t_u = x_u/c$, $n_u = m/(4\pi e^2 t_u^2)$, $E_u = H_u = 0,01 E_H$ ($E_H = 5,14 \cdot 10^9$ В/м — характерное атомное поле [23]), $j_u = e^2 t_u n_u E_u / m$, где x_u , t_u , n_u , E_u , H_u , j_u — единицы измерения координат, времени, концентрации плазмы, электрического и магнитного полей, тока.

В рассматриваемой задаче об отражении электромагнитного излучения ТМ-типа от поверх-