На правах рукописи

Та Тху Чанг

ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОСКОЙ ГРАНИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕЛА

Специальность - 01.04.03 (радиофизика)

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Воронеж – 2018

Работа выполнена в ФГАОУ ВО «Российский университет дружбы народов» (РУДН)

Научный руководитель: **Никитин Алексей Константинович**
доктор технических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Яковлев Владимир Александрович**
доктор физико-математических наук,
ФГБУН «Институт спектроскопии РАН»,
г. Москва, г. Троицк, главный научный сотрудник

Пастернак Юрий Геннадьевич
доктор технических наук, профессор
ФГБОУ ВО "Воронежский государственный технический университет (ВГТУ)", г. Воронеж, профессор

Ведущая организация: ФГБОУ ВО «Московский технологический университет» (МИРЭА)

Защита состоится «21» июня 2018 года в 15^{20} на заседании диссертационного совета Д 212.038.10 при ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет» по адресу: 394018, г. Воронеж, Университетская площадь, дом 1, ВГУ, физический факультет, ауд. 428

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Воронежского государственного университета и на сайте
http://www.science.vsu.ru/disserinfo&cand=3094

Автореферат разослан «18» мая 2018 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета

СТЕПКИН
Владислав Андреевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Внутренняя энергия металлических тел конвертируется на поверхности не только в тепловое излучение, но и в поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) [1], называемые термостимулированными (ТППП) [2]. Поскольку ППП являются неизлучающими поверхностными волнами, то ТППП переносят энергию к рёбрам граней металлических тел, где трансформируются в узконаправленное объёмное излучение [3], повышая их излучательную способность [4]. Актуальность темы исследований обусловлена существенностью вклада ТППП в тепловое излучение металлических тел, что следует не только учитывать в их пирометрии, тепловидении, расчёте теплового баланса, но и можно эффективно использовать для пассивной спектроскопии проводящей поверхности и контроля её качества, создания узконаправленных источников инфракрасного (ИК) излучения и др.

Степень разработанности проблемы

На сегодня разработана теория ТППП для полупроводниковых кристаллов [5]. Обнаружена повышенная (в ИК диапазоне) яркостная температура рёбер граней металлических предметов [4]. Выдвинута гипотеза о том, что причиной этого эффекта являются ТППП, достигающие рёбер граней и преобразующиеся на них, в результате дифракции, в объёмное излучение.

Цель и задачи диссертационной работы

Цель диссертационной работы состояла в теоретическом обосновании и экспериментальном подтверждении гипотезы о том, что причиной повышенной яркостной температуры рёбер граней металлических тел в ИК диапазоне является дифракция на них ТППП. Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1) разработать аналитическую модель спектра ТППП, генерируемых на “элементарной” площадке поверхности металлического тела;

2) разработать аналитическую модель спектра ТППП, поступающих на край линейного образца;
3) разработать аналитическую модель спектра ТППП, поступающих в данную точку ребра грани металлического тела из других её точек;
4) экспериментально обнаружить вклад ТППП в тепловое излучение граней дюралюминиевого образца и установить факты, свидетельствующие о плазмонной природе этого вклада;
5) экспериментально исследовать температурную зависимость вклада ТППП в тепловое излучение грани дюралюминиевого образца.

Научная новизна диссертационной работы.

1) Разработана аналитическая модель спектра ТППП, генерируемых на “элементарной” площадке поверхности металлического тела;
2) Установлено, что полная энергия всего ансамбля ТППП пропорциональна кубу температуры тела, а его спектр смещён относительно спектра абсолютно чёрного тела (АЧТ) в низкочастотную область;
3) Показано, что спектр ТППП на “элементарной” площадке подчиняется закону Вина, но содержащему константу, отличную от классической;
4) Разработана модель спектра ТППП, поступающих на край линейного образца. Установлено, что этот спектр не подчиняется законам Вина и Стефана-Больцмана, а его максимум смещён в низкочастотную область относительно спектра АЧТ пропорционально длине образца;
5) Экспериментально подтверждена плазмонная природа приращения интенсивности теплового излучения от ребра грани металлического образца; показано, что интенсивностью этого приращения можно управлять как температурой образца, так и протяжённостью грани.

Теоретическая и практическая значимость диссертационной работы

Теоретическая значимость работы состоит в разработке аналитических моделей спектров ТППП, как генерируемых на “элементарной” площадке поверхности металлического тела, так и поступающих на край линейного

образца. Установлено, что в обоих случаях спектр ТППП смещён в низкочастотную область относительно спектра АЧТ, а полная энергия всего ансамбля ТППП пропорциональна кубу температуры тела.

Практическая значимость работы состоит в экспериментальном доказательстве плазмонной природы приращения интенсивности теплового излучения от ребра плоской грани металлического тела; а также – в демонстрации того, что интенсивностью и спектром этого приращения можно управлять как температурой образца, так и протяжённостью грани. Показано, что ТППП могут быть эффективно использованы в пассивной спектроскопии проводящей поверхности, тепловидении, низкотемпературной пирометрии, для контроля качества металлических зеркал и создания тепловых источников узконаправленного ИК излучения.

Положения, выносимые на защиту

1. Аналитическая модель спектра термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов (ТППП), генерируемых на “элементарной” площадке поверхности металлического тела, учитывающая диэлектрическую проницаемость материала тела и её зависимость от температуры;
2. Энергия поля всего ансамбля ТППП пропорциональна кубу, а не четвёртой степени температуры, как в случае абсолютно чёрного тела (АЧТ);
3. Аналитическая модель спектра ТППП, поступающих на край линейного (и полосового) образца;
4. Спектр ТППП, поступающих на край грани металлического тела, смещён в низкочастотную область относительно спектра АЧТ на величину, пропорциональную протяжённости грани;
5. Приращение интенсивности *p*-компоненты теплового излучения от ребра плоской грани металлического образца обусловлено дифракцией ТППП, порождённых на этой грани и дифрагирующих на её ребре.

Достоверность полученных результатов подтверждается соответствием расчётов по разработанным аналитическим моделям и экспериментальных

данных, полученных при изучении явления термогенерации ППП как иными исследователями, так и нами, при подготовке диссертации.

Методология исследования основана на квантово-механической модели генерации ППП фононами металла, в которой совокупность ТППП рассматривается как идеальный двумерный “газ”, подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна, с учётом электромагнитной природы ТППП как ансамбля слабо затухающих эванесцентных электромагнитных волн.

Личный вклад автора. Результаты диссертационной работы, получены либо лично автором, либо совместно с соавторами работ, опубликованных по теме диссертации, причём вклад диссертанта был определяющим.

Апробация диссертационной работы.

По материалам диссертации опубликованы 12 работ, в том числе 3 статьи в реферируемых журналах, 3 патента РФ на изобретения, 6 тезисов докладов на н/т конференциях. Материалы диссертации докладывались на семинарах кафедры теоретической физики РУДН.

Объем и структура диссертационной работы

Работа состоит из введения, трёх глав, заключения, библиографии и приложения. Диссертация содержит 94 страниц текста, включая 34 рисунка. В списке использованной литературы - 64 наименования.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность темы исследований, сформулирована цель работы, задачи исследований, их практическая значимость и научная новизна, положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1** описаны природа и способы генерации ППП, приведены выводы их дисперсионных уравнений, изложена гипотеза о возможном вкладе ТППП в тепловое излучение грани металлического тела.

Глава 2 посвящена разработке аналитических моделей спектра ТППП и их вклада в тепловое излучение грани металлического тела, а также - численному моделированию на основе этих моделей.

Для анализа спектра ТППП был использован *квантово-механический* подход, в котором совокупность всех ТППП рассматривается как идеальный двумерный “газ”, подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна [6], с учётом *электромагнитной* природы ППП как слабо затухающих неизлучающих *p*-поляризованных поверхностных электромагнитных волн.

Было введено понятие “элементарной” площадки (поверхности), на которой распределён “ТППП-газ”; её характерный размер l меньше длины распространения L_{min} ТППП с наибольшей частотой $f_{\max}$, но больше максимальной длины волны $\lambda_{\max}$ рабочего диапазона. Вследствие интерференции ТППП на площадке формируется совокупность стоячих волн.

Квантово-механический подход с учётом электродинамических свойств ТППП позволил нам получить формулу для расчёта спектральной плотности мощности ТППП, генерируемых на “элементарной” площадке [A1]:

$$u_{\omega}(T) = \frac{\hbar \cdot \omega^2}{2\pi \cdot \vartheta_{гр}^2} \cdot \frac{1}{exp(\hbar\omega \cdot \beta) - 1} \ , \qquad (1)$$

где $\beta = 1/(K \cdot T)$, K – постоянная Больцмана, $\vartheta_{гр}$ – групповая скорость ТППП моды, $\omega = 2\pi \cdot f$ – циклическая частота, T - температура. Поскольку в ИК-диапазоне $\vartheta_{гр}$ близка к скорости света c, то (1) можно записать в виде:

$$u_{\omega}(T) \approx \frac{\hbar \cdot \omega^2}{2\pi \cdot c^2} \cdot \frac{1}{exp(\hbar\omega \cdot \beta) - 1} \ . \qquad (2)$$

Спектральная же плотность мощности излучения АЧТ, как известно:

$$u_{\omega}(T) = \frac{\hbar \cdot \omega^3}{\pi^2 \cdot c^3} \cdot \frac{1}{exp(\hbar\omega \cdot \beta) - 1} . \qquad (3)$$

Сравнивая (2) и (3) получим: для ТППП $u_{\omega} \sim f^2$, а для АЧТ – $u_{\omega} \sim f^3$. Физической причиной этого является различие геометрий излучателей: в случае АЧТ излучатель трехмерный, а в случае ТППП – двумерный.

С учётом равенства $\vartheta_{гр} \approx c$, получена формула для оценки энергии U поля всего ансамбля ТППП в двумерной “полости” [A1]:

$$U \approx \frac{A \cdot (K \cdot T)^3}{\hbar \cdot c^2} \cdot \mathrm{V}, \qquad (4)$$

где $\mathrm{V} = l^2$ – объём “полости”, A - константа. Из (4) следует, то энергия поля всего ансамбля ТППП пропорциональна T^3, а не T^4 как в случае АЧТ.

Анализируя результаты численного моделирования по (2) и (3) при различных T (Рис.1), отметим особенности спектров ТППП по сравнению со спектрами АЧТ: 1) спектры ТППП более узкие; 2) максимумы спектров ТППП достигаются на меньших частотах.

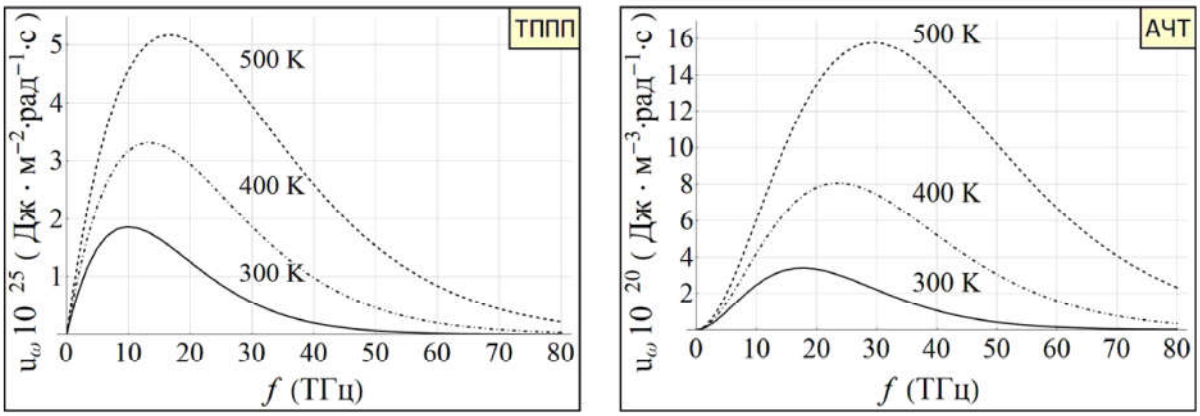

Рис. 1. Спектр АЧТ (слева) и ТППП (справа) на “элементарной” площадке “благородного” металла при T = 300, 400 и 500 К.

Взяв производную $\partial u_\omega / \partial \omega$ от выражения (2) и приравняв её нулю, было установлено [A1], что закон смещения Вина в случае ТППП выполняется (поскольку $\omega_{\max}^{ТППП} \sim T$), но отличается от закона для АЧТ значением константы γ: для ТППП γ ≈ 1.59362, а для АЧТ γ ≈ 2.82144.

Спектр ТППП, поступающих на край линейного излучателя, отличается от спектра ТППП на “элементарной” площадке из-за диссипации ТППП, генерированных в удалённых от края точках. Чтобы учесть этот эффект мы использовали модель Друде для диэлектрической проницаемости металла [7]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + i \cdot \varepsilon'' \approx \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_\tau^2}\right) + i \cdot \frac{\omega_p^2 \cdot \omega_\tau}{\omega \cdot \left(\omega^2 + \omega_\tau^2\right)}, \qquad (5)$$

где ω_p - плазменная частота металла; ω_τ - столкновительная частота электронов проводимости металла.

Поскольку $\vartheta_{\phi} = \omega / k_x'$ и для структуры «металл-вакуум» $k_x' \approx \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon'+1}}$ [1], то уточнённая формула (2) для расчёта $u_{\omega}(T)$ принимает вид [A2]:

$$u_{\omega}(T) \approx \frac{\hbar\omega^2}{2\pi c^2} \cdot \frac{\left(\omega^2 + \omega_{\tau}^2 - \omega_p^2\right)}{\left(2\omega^2 + 2\omega_{\tau}^2 - \omega_p^2\right)} \cdot \frac{1}{exp(\hbar\omega\beta) - 1}. \qquad (6)$$

В расчетах мы пренебрегли слабой зависимостью $\omega_p(T)$, но учли зависимость ω_{τ} от температуры согласно работе [8].

Тогда, спектральную плотность ТППП на крае линейки u_{ω}^* длиной l, с учётом экспоненциального затухания ТППП при распространении на расстояние x от места их порождения, можно рассчитать по формуле:

$$u_{\omega}^*(l) = u_{\omega}(T) \cdot \int_0^l exp\left(-\frac{x}{L(\omega)}\right) dx, \qquad (7)$$

где $L(\omega) \approx c \cdot \omega_p^2 / \left(\omega_{\tau} \cdot \omega^2\right)$ - длина распространения ТППП с частотой ω.

Тогда поток излучения Φ_{Σ} с края линейного образца, формируемый вследствие дифракции ТППП с частотами $\omega_1 < \omega < \omega_2$ на ребре его грани:

$$\Phi_{\Sigma} = c \cdot \int_{\omega_1}^{\omega_2} u_{\omega}^* \, d\omega. \qquad (8)$$

Формула (8) не учитывает изменение температуры образца вследствие трансформации ТППП в фононы. Такое предположение допустимо ввиду малости тепловых потерь ИК ТППП.

Моделирование выполнено для размещённого в вакууме полоскового образца из алюминия (ω_p=119000 см$^{-1}$, ω_{τ}=660 см$^{-1}$ при T=300 K [9]).

<u>Зависимость спектра ТППП u_{ω}^* линейного образца от его длины l</u>.

На Рис. 2 приведены спектры ТППП на элементарной площадке и крае линейных образцов различной длины l, рассчитанные по формулам (6) и (7), соответственно. Наиболее важное различие этих спектров состоит в том, что спектры ТППП на крае образца существенно смещены в низкочас-

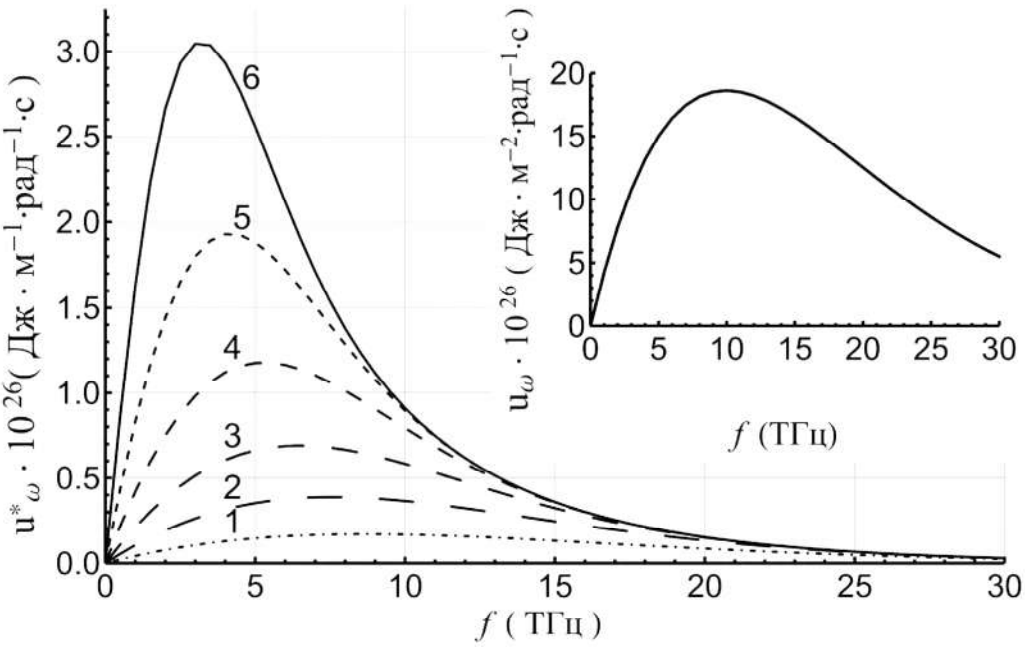

Рис. 2. Спектры ТППП на “элементарной” площадке (вставка) и на крае линейного образца длиной l при T=300 К: кривая 1 – l =1 см; 2 – l = 2.5 см; 3 – l = 5 см; 4 – l = 10 см; 5 – l = 20 см; 6 – l =40 см.

тотную (н.ч.) область относительно спектра ТППП на “элементарной”площадке, причём величина этого смещения пропорциональна l. Этот факт объясняется обратной квадратичной зависимостью длины распространения ППП L от частоты ω: высокочастотные (в.ч.) ТППП (с $L<<l$) просто не доходят до края образца, а н.ч. ТППП (с $L\geq l$) достигают его практически независимо от величины l.

Расчёт (по (8)) зависимости потока излучения Φ_Σ ТППП, поступающих на край линейного образца, от его длины l показал, что с ростом l величина Φ_Σ стремится к насыщению: первоначальное параболическое нарастание Φ_Σ с увеличением l сменяется его более плавным, практически линейным ростом. Этот эффект обусловлен: 1) обратной квадратичной зависимостью L от ω (вследствие чего в.ч. ТППП почти не достигают края образца); 2) н.ч. ТППП (для которых L настолько велики, что такие ТППП, в основном, достигают края образца) имеют малую энергию (сотые доли электрон-вольта) и поэтому вносят малый вклад в Φ_Σ.

Зависимость спектра ТППП u_{ω}^{*} линейного образца от его температуры.

Численное моделирование показало, что: 1) зависимость $\omega_{max}(T)$ для ТППП (где ω_{max} - частота, при которой u_{ω}^{*} достигает максимума) нелинейная, что свидетельствует о невыполнении закона Вина для ТППП, поступающих на край линейного образца; 2) поток излучения Φ_{Σ} ТППП на крае образца пропорционален T^3, только при T<300 K; а при T>300 K графики Φ_{Σ}(T) практически прямолинейны, что указывает на невыполнении и закона Стефана-Больцмана для ТППП на крае линейного образца.

В **Главе 3** описаны эксперименты по обнаружению вклада ТППП в тепловое излучение металлического образца. Объектом исследований был дюралюминиевый параллелепипед (120×25×30 мм^3) с полированными гранями и внедрёнными в него нагревателем и термопарой. Излучение детектировалось оптоакустическим приёмником (ячейка Голея); для повышения отношения сигнал/шум применялась методика синхронного детектирования.

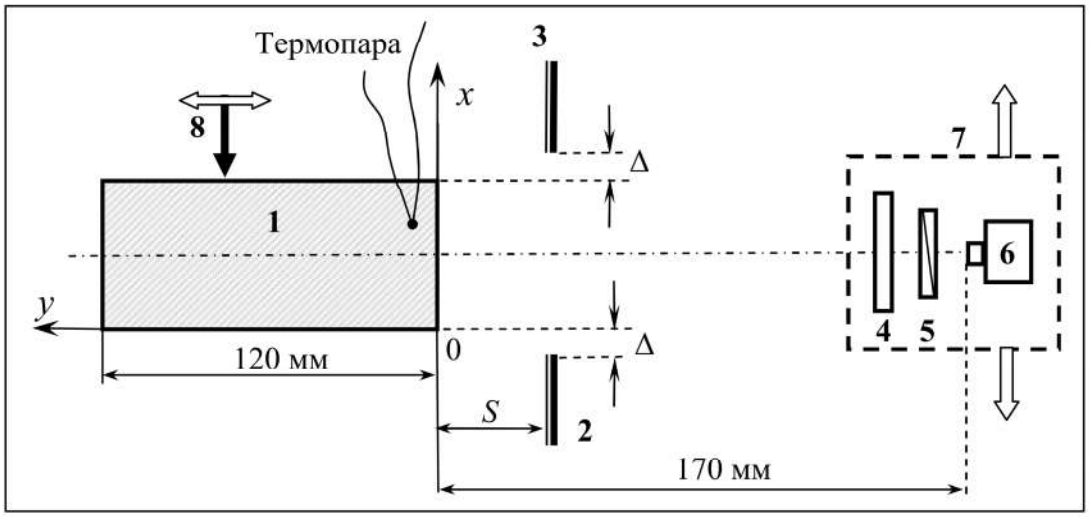

Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – исследуемый образец; 2, 3 – поглощающие экраны; 4 – обтюратор; 5 –поляризатор; 6 – приёмник излучения с λ от 0.4 мкм до 8 мм; 7 – перемещаемая вдоль оси x платформа с элементами 4, 5 и 6; 8 – съёмный экран, подносимый к боковой грани образца 1 в произвольной точке y.

Было измерено распределение интенсивности излучения вдоль оси x для неполяризованного излучения и для обеих (p- и s-) его компонент. Результаты измерений, выполненных при T=482 K, приведены на Рис. 4. Видно, что в пределах торца образца (интервал x≈42÷72 мм) интенсивности обеих компонент примерно одинаковы, а за пределами торца, интенсивность неполяризованного излучения и его p-компоненты достигает максимума при $\varphi \approx 2^{\circ}$ (угол между плоскостью боковой грани и лучом, поступающим с её ребра на приёмник 6), в то время как интенсивность s-компоненты монотонно убывает по мере удаления приёмника от плоскости грани. Наличие “пиков” интенсивности неполяризованного излучения и его p-компоненты свидетельствует о вкладе ТППП (обозначен обоюдной стрелкой) в тепловое излучение ребра грани образца.

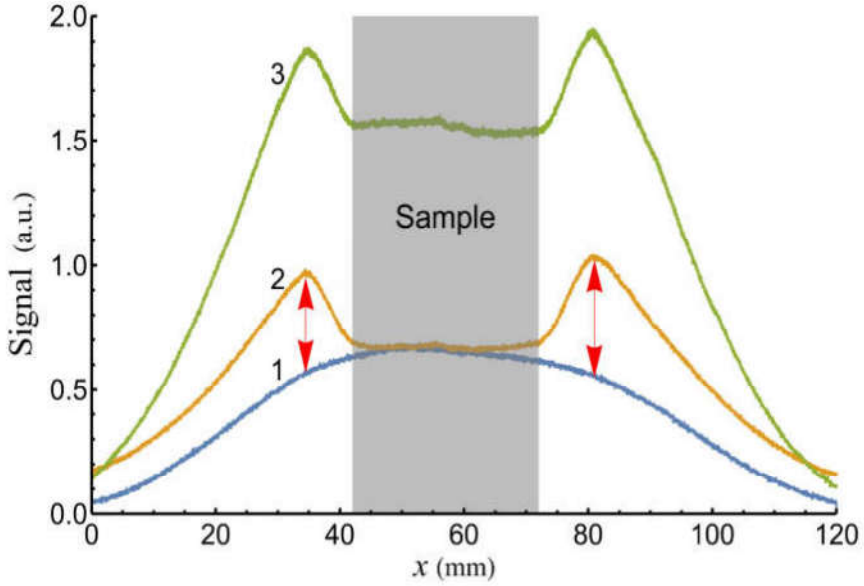

Рис. 4. Распределение интенсивности теплового излучения, измеренное в плоскости параллельной торцу образца: кривая 1 – s-компонента; 2 – p-компонента; 3 – неполяризованное излучение.

Была измерена зависимость интегральной интенсивности I_{Σ} в ”пиках” от протяжённости (y) грани, изменяемой экраном 8. Оказалось, что с увеличением y нарастание I_{Σ} происходит по закономерности (8), предсказывающей эффект насыщения Φ_{Σ} с ростом протяжённости l грани.

Сходство зависимостей $I_\Sigma(y)$ и $\Phi_\Sigma(l)$ является ещё одним подтверждением плазмонной природы “пиков”.

В заключение были измерены зависимости $I_\Sigma(x)$ для торца образца при изменении его температуры (Рис.5) [А3]. Сравнение темпа роста интенсивности “пиков” с темпом роста интенсивности излучения, испускаемого центральной частью торца и соответствующего “полочке” между “пиками” показало, что в “пиках” $I_\Sigma \propto T^3$ (характерно для ТППП), а для “полочки” $I_\Sigma \propto T^4$ (характерно для АЧТ). Такое различие темпов роста интенсивности в “пиках” и “полочке” также свидетельствует в пользу вклада ТППП в тепловое излучение рёбер образца.

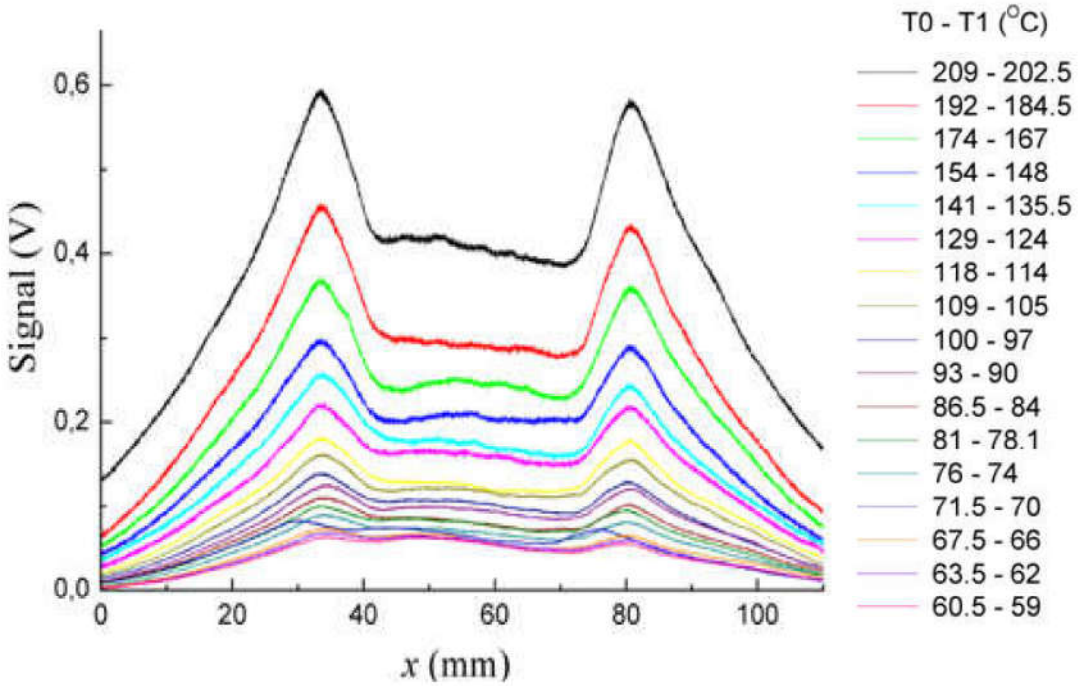

Рис. 5. Рост интенсивности *p*-компоненты излучения, испускаемого торцом образца, с повышением *T* от 334 до 465 К [А3].

Таким образом, экспериментально установлено: 1) *p*-компонента ИК излучения от ребра грани образца, содержит значительную добавку, имеющую узкую диаграмму направленности; 2) зависимость интенсивности этой добавки от протяжённости грани схожа с аналогичной зависимостью, рассчитанной для ТППП, поступающих на ребро грани; 3) интенсивность

этой добавки пропорциональна третьей (а не четвёртой) степени температуры образца, что характерно для ТППП. Совокупность этих фактов позволяет утверждать, что тепловое излучение от ребра образца, содержит значительный вклад от ТППП, поступающих с грани на ребро и дифрагирующих на нём с порождением *p*-поляризованого излучения.

Основные результаты и выводы

1. Установлено, что значительная доля теплового излучения, испускаемого с ребра плоской грани металлического тела, обусловлена дифрагирующими на этом ребре ТППП;
2. Экспериментально подтверждена плазмонная природа приращения теплового излучения от ребра грани металлического образца;
3. Разработана модель спектра ТППП, генерируемых на “элементарной” площадке поверхности металла; установлено, что энергия всего ансамбля ТППП пропорциональна кубу температуры тела, а их спектр смещён относительно спектра АЧТ в н.ч. область; показано, что спектр таких ТППП подчиняется закону Вина, но с иной константой;
4. Разработана модель спектра ТППП, поступающих на край линейного образца; установлено, что их спектр не подчиняется ни закону Вина, ни закону Стефана-Больцмана для теплового излучения, а максимум спектра смещён в низкочастотную область относительно спектра АЧТ, причём величина смещения пропорциональна длине образца.

Публикации соискателя по теме диссертации

A1. Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Ta Thu Trang. Сравнение спектров АЧТ и ТППП // *Физика тв. тела*. – 2016. - Т. 56. - Вып.6. - С.1225-1229.

A2. Герасимов В.В., Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Ta Thu Trang. Спектр ТППП линейного образца // *Оптика и спектроскопия*. – 2017. - Т. 123. - № 6. - С.58-67. (doi: 10.7868/S0030403417120200)

A3. Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Khasanov I.Sh., Ta Thu Trang. Searching for evidences of the surface plasmon nature of the thermal radiation emitted

from the facet edge of a metal bar // *Infrared Physics & Technologies*. – 2017. - V. 86C. - P. 52-58. (https://doi.org/10.1016/j.infrared.2017.08.009)

A4. Никитин А.К., Князев Б.А., Герасимов В.В., Кассандров В.В., Та Тху Чанг. Способ регулирования интенсивности ИК ПЭВ // *Патент РФ на изобретение* №2561800, Бюл. №25 от 10.09.2015 г.

A5. Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К., Та Тху Чанг. ИК плазмонный спектрометр // *Патент РФ на изобр.* №2573617 от 20.01.2016 г.

A6. Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Та Тху Чанг. Способ генерации ИК излучения // *Патент РФ на изобр.* №2642912 от 29.01.2018 г.

A7. Та Тху Чанг, Хасанов И.Ш., Никитин А.К. Аналитические модели спектра ТППП // Матер всеросс. конф. "Информационно-телекоммуникац. технологии", М: РУДН, 20-24 апреля 2015 г. – С. 317-319.

A8. Никитин А.К., Та Тху Чанг, Хасанов И.Ш. Моделирование спектра ИК ТППП // Труды н/т общества им. А.С. Попова. Сер. «Акустооптические и радиолокационные методы измерений», Вып. IX. Матер. 9-й н/т конф. ARMIMP-2016 г. Суздаль. 2-5 октября 2016. - С. 151-156.

A9. Герасимов В.В., Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Та Тху Чанг. О возможности контроля грани металлического тела по излучению ТППП // Матер. н/т конф. «Инновационные технологии в промышленности и информатике», Вып. 23. - Московский технолог. Университет (МИРЭА), Физико-технологический институт. – М.: 2017. – С. 129-132.

A10. Gerasimov V.V., Khasanov I.Sh., Ta Thu Trang, Nikitin A.K. Temperature dependence of IR radiation emitted from a metal facet edge by thermally stimulated surface plasmon-polaritons // Proc. of the 8-th Intern. Conf. on Surface Plasmon Photonics. Taiwan. May 22-26, 2017. - P. 338.

A11. Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Та Тху Чанг. Вклад ТППП в энергетическую светимость плоской грани металлического тела // Труды XVI Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» им.А.П. Сухорукова, г. Можайск, МГУ, 4-9 июня 2017. – С. 22-25.

A12. Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Герасимов В.В., Та Тху Чанг. ИК-спектроскопия тонкослойных объектов с применением ТППП // Труды н/т общества им.А.С. Попова. Сер. «Акустоопт. и радиолокационные методы измерений», Вып. X. Матер. 10-й н/т конф. ARMIMP-2017 г.Суздаль. 1-4 окт. 2017. - С. 177-178.

Цитированная литература

1. Поверхностные поляритоны. / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. – М.: Наука, 1985. – 525 с.
2. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. Термостимулированные электромагнитные поля твёрдых тел // УФН. – 2009. - Т. 179. - № 7. - С.449–485.
3. Минаков Д.А., Селиванов В.Н., Зон В.Б. и др. Тепловое изучение при срыве поверхностных волн вблизи края медной пластины // Конденсированные среды и межфазные границы. – 2006. - Т. 8. - №2. - С. 131–136.
4. Зон В.Б., Зон Б.А., Клюев В.Г, Латышев А.Н., Минаков Д.А., Овчинников О.В. Визуальное наблюдение конверсии тепловых поверхностных плазмон-поляритонов в фотоны // УФН. – 2011. – Т. 181. - № 3. – С. 305-306.
5. Joulain K., Mulet J.-P., Marquier F. et al. Surface electromagnetic waves thermally excited: radiative heat transfer, coherence properties and Casimir forces // Surface Science Reports. – 2005. - V. 57. - P. 59–112.
6. Latyshev A.N., Minakov D.A., Ovchinnikov O.V. Thermal radiation of two-dimensional Bose–Einstein gas of surface plasmons // JOSA (B). – 2009. - V.26. - Is. 3. - P. 397-399.
7. Dragoman M., Dragoman D. Plasmonics: Applications to nanoscale optical devices // Progress in Quantum Electronics. – 2008. – V. 32. – P. 1 - 41.
8. Ujihara K. Reflectivity of metals at high temperatures // J. Appl. Phys. - 1972. - V. 43. – No. 5. - P. 2376-2383.
9. Ordal M. A., Bell R.J., Alexander R.W. et al. Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared // Applied Optics. – 1985. – V. 24. – No. 24. – P. 4493-4499.