

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 535.1;535.016;535.15;543.421/.424

СПЕКТР ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ ДИФРАКЦИИ
НА КРАЕ ПЛОСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ГРАНИ¹

© 2021 г. И. Ш. Хасанов*

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация

*E-mail: khasanov@ntcup.ru

Поступила в редакцию 21.04.2021 г.

После доработки 21.04.2021 г.

Принята к публикации 01.06.2021 г.

Предполагается, что применение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), генерированных тепловыми колебаниями электронов проводимости скин-слоя металлической подложки, позволяет отказаться в спектроскопии поверхностных электромагнитных волн от внешнего источника излучения. Показано, что угловая координата максимума интегрального излучения термостимулированных ППП (ТППП) зависит от расстояния до края металлической грани. Измерена диаграмма направленности излучения ТППП, дифрагирующих на крае прямоугольной грани металлического образца. Установлено, что край грани металлического тела является диспергирующим элементом для теплового излучения поверхностных электромагнитных волн.

DOI: 10.31857/S0033849421100107

ВВЕДЕНИЕ

Наличие большого числа линий поглощения в ИК-диапазоне длин волн (от 0.74 мкм до 2 мм) в спектрах органических и полимерных материалов определяет его первостепенную важность для органической химии, биологии и медицины. С развитием нанотехнологий появилась необходимость повышения чувствительности оптических методов зондирования проводящей поверхности в ИК-диапазоне. Чувствительность известных методов абсорбционно-отражающей спектроскопии вследствие высокой отражающей способности металлов в ИК-диапазоне, а также малой длины взаимодействия зондирующего излучения с исследуемым тонким слоем может быть недостаточно высокой для надежного определения оптических характеристик переходных слоев субволновой толщины. Применение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) в качестве посредника между зондирующим излучением и объектом позволяет многократно увеличить длину взаимодействия излучения в его пределах, что значительно повышает чувствительность измерений. Однако в ПЭВ-спектроскопии используют перестраиваемый по частоте внешний источник излучения, что суще-

ственно ограничивает возможности применения метода как в лабораторных, так и в полевых условиях. Использование термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов (ТППП) — разновидности ПЭВ, генерированных тепловыми колебаниями электронов проводимости скин-слоя металла, делает возможным создание инфракрасного ППП-спектрометра, не содержащего внешнего источника. Пассивная схема измерений позволяет повысить мобильность проведения исследований тонкослойных объектов, что открывает перспективы его использования в полевых условиях.

ПЭВ-спектроскопия в настоящее время активно разрабатывается, особенно для ТГц-диапазона длин волн [1]. А исследования, посвященные тепловому излучению ППП стали особенно актуальными в связи с потребностью в альтернативных источниках энергии — таких как солнечные панели [2]. Данное исследование развивает идеи, предложенные в работах В.Б. Зон [3] и Е.А. Виноградова [4] и других исследователей [5].

1. СПЕКТР ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ
ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-
ПОЛЯРИТОНОВ НА КРАЕ ГРАНИ
МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) являются разновидностью неизлучающих поверхностных электромагнитных волн на проводящей поверхности. Они могут генерироваться не толь-

¹ Работа доложена на Четвертой Международной молодежной конференции “Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения” (Астрахань, 5–8 октября 2020 г.).

ко внешним источником, например падающей на поверхность электромагнитной волной или пучком заряженных частиц, но также и за счет собственной энергии, связанной с флуктуациями плотности электронов проводимости в скин-слое металлического тела. Такие ППП называют “термостимулированными” ППП (ТППП) [6].

Энергия ТППП в основном сосредоточена над поверхностью металла, а глубина проникновения поля в проводящий слой чрезвычайно мала. Поэтому ТППП в ИК-диапазоне можно рассматривать как квазичастицы, слабо связанные с электронами проводимости металла, и рассматривать их как газ свободных фотонов (бозонов) по аналогии с моделью излучения абсолютного черного тела (АЧТ) [6]. Но в отличие от АЧТ, который является трехмерным тепловым излучателем, ТППП, излучающие с края проводящей поверхности, являются примером двумерного теплового излучателя. Следовательно, спектр ТППП на элементарной площадке (области с размерами настолько малыми, что позволяют пренебречь затуханием ТППП, и достаточно большими для установления теплового равновесия) отличается от планковского спектра, а полная энергия ТППП пропорциональна третьей степени температуры (в отличие от закона Стефана–Больцмана). Кроме того, спектр ТППП для протяженных образцов зависит от линейных размеров направляющей поверхности, тогда как макроскопические размеры АЧТ или “серого тела” не влияют на объемный тепловой спектр. Это связано с тем, что в отличие от модели АЧТ, где поле описывается как набор стоячих волн, ТППП описывается как набор волн в смешанном режиме – энергия стоячих волн не изменяется в пределах элементарной площадки, а потери энергии вследствие затухания поля распространяющихся в виде бегущих волн ППП учитываются экспоненциальным слагаемым в формуле [7]:

$$u_{\omega}(T, l) = \frac{\hbar \omega^2 (\omega^2 - \omega_p^2 + \omega_t^2)}{2\pi c^2 (2\omega^2 - \omega_p^2 + 2\omega_t^2)} \times \frac{1}{\exp[\hbar \omega / (k_B T)] - 1} L(\omega) [1 - \exp(-l/L(\omega))], \quad (1)$$

где $L(\omega) \approx c\omega_p^2 / (\omega_t \omega^2)$ – длина распространения ТППП с частотой ω , c – скорость света, l – линейный размер поверхности, ω_p – плазменная частота, ω_t – столкновительная частота, T – температура образца, \hbar и k_B – постоянные Планка и Больцмана соответственно.

Известно, что при температурах, близких к комнатной, основная часть энергии теплового излучения большинства тел, так же как и энергия поля ТППП, сосредоточена в ИК-диапазоне. Однако ТППП, будучи не излучающими модами электромагнитных волн, не вносят вклад в тепло-

вое излучение поверхности в точке своей локализации. Вместо этого они распространяются, с небольшим ослаблением, вызванным джоулевыми потерями и излучением на шероховатостях, по плоской поверхности на расстояния, на несколько порядков превышающие их собственную длину волны. Достигнув же края грани поверхности, ТППП дифрагируют на крае и преобразуются в узконаправленное объемное излучение, которое дает измеримый вклад в p -поляризованную компоненту теплового излучения с края грани. Спектр этой добавки к тепловому излучению грани зависит как от температуры образца, так и от длины грани (из-за разницы в затухании для различных спектральных компонент ТППП). Следовательно, этот итоговый спектр отличается от планковского спектра теплового излучения.

2. СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ППП ПРИ ДИФРАКЦИИ НА КРАЕ ГРАНИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА

Особенностью диаграммы направленности (ДН) объемного излучения, испускаемого ТППП с края металлической грани, является расположение его максимума над плоскостью поверхности грани. Данный факт был экспериментально подтвержден как для монохроматических терагерцевых (ТГц) ППП [8], так и для широкополосных ТППП [9]. Основываясь на этом факте, мы предположили, что дифракция различных спектральных компонент ТППП на крае грани не отличается от дифракции монохроматических ППП. Тогда для описания дифракции всего спектрального состава ТППП на крае грани мы можем применить аналитическую модель, как для ансамбля монохроматических ППП. Данная модель представлена в [10], где методом Зоммерфельда–Малюжинца было найдено точное решение задачи дифракции поверхностной электромагнитной волны на прямоугольном проводящем клине. Было показано, что дифрагированное поле ППП может быть полностью описано компонентом магнитного поля, поперечного к направляющей поверхности ПЭВ, равным:

$$B_{oy}(r, \Theta, \omega) = \frac{1}{2} \exp(-s^2) [-1 + i \operatorname{erfi}(s)] \exp(ik_0 r), \quad (2)$$

где r – расстояние от края грани, Θ – угол излучения, ω – частота электромагнитной волны, $k_0 = \omega/c$, $\operatorname{erfi}(s) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^s \exp(t^2) dt$ – мнимая часть функции ошибок, параметр $s = 0.5(1 + s) \times (\Theta + \chi) \sqrt{k_0 r}$, где $\chi = \arcsin(\xi)$ – комплексный угол χ , который зависит от импеданса ξ направляющей ППП поверхности прямоугольного проводящего клина $\xi = 1/\sqrt{1 + \epsilon}$, а диэлектрическая

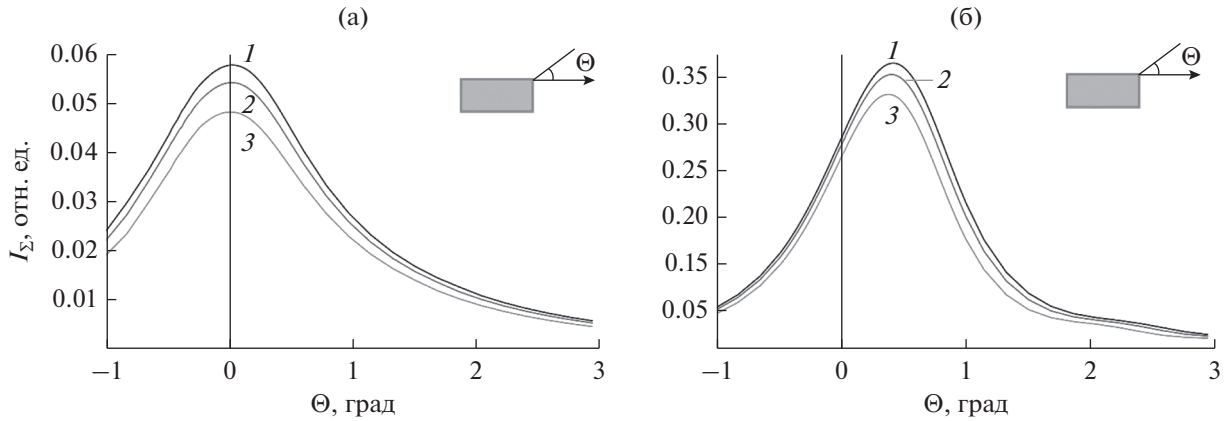


Рис. 1. Диаграммы направленности ТППП, рассчитанные для различных спектральных диапазонов: а – средний ИК (3...10 мкм), б – дальний ИК (от 10 мкм) на расстояниях 75 (1), 80 (2) и 90 мм (3); угол излучению $\Theta = 0^\circ$ соответствует положению плоскости поверхности, $\Theta > 0^\circ$ излучение над плоскостью поверхности.

проницаемость ϵ металла согласно модели Друде определяется как $\epsilon = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\omega_\tau)$.

Тогда спектральную интенсивность дифрагирующих на крае грани ТППП можно определить по формуле

$$I_\omega^{\text{ТППП}}(r, \Theta, \omega) \propto |B_{0y}(r, \Theta, \omega)|^2 u_\omega(T, l), \quad (3)$$

а интегральную интенсивность (яркость) излучения за счет дифракции ТППП на крае металлической грани в выбранном диапазоне частот можно рассчитать по формуле

$$I_\Sigma(r, \Theta) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I_\omega^{\text{ТППП}}(r, \Theta, \omega) d\omega. \quad (4)$$

Численное моделирование (рис. 1) показало, что диаграмма излучения ТППП распределяется в пространстве в зависимости от выбранного спектрального диапазона: ДН для коротковолновых компонент слабее отклоняется от плоскости поверхности, чем ДН длинноволновых компонент ТППП.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДН ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ППП ПРИ ДИФРАКЦИИ НА КРАЕ ГРАНИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА

Для подтверждения гипотезы о спектральном разделении ДН (дисперсии ТППП при дифракции на крае грани) был поставлен эксперимент по схеме, представленной на рис. 2. В эксперименте проводили измерения диаграммы направленности объемного излучения ТППП с края плоской грани металлического образца. Для этого с помощью приемника Голея (Tydex GC-1P) осуществляли последовательные линейные скани-

рования в плоскости, нормальной по отношению к поверхности грани образца из дюралюминия, нагретого до температуры 220°C , на расстояниях $L = 74, 80, 90$ мм от края грани, с использованием отсекающего оптического фильтра (3 мкм) и поляризатора на средний ИК (2...10 мкм) и дальней ИК (от 10 мкм). Для регистрации излучения приемником Голея осуществляли модуляцию на частоте 15 Гц совместно с синхронным усилителем SR830. Сканирование проводили с помощью трансляторов Standa 8MT175-200. Для определения вклада в тепловое излучение края грани попеременно использовали два экрана: широкий (31.5 мм), перекрывающий обе грани образца (ширина торца 29.5 мм), и узкий (28.5 мм). Путем вычитания результатов измерений линейного сканирования (с применением узкого экрана минус с применением широкого экрана), были получены диаграммы p -поляризованного излучения для различных спектральных диапазонов, на которых можно установить положения, соответствующие максимальному вкладу в объемное тепловое излучение излучения ТППП с края грани.

Было установлено (рис. 3), что положения данных максимумов отличаются для различных спектральных диапазонов. Для излучения в диапазоне среднего ИК (3...10 мкм) максимум ДН находится в районе 0° , для дальнего диапазона (от 10 мкм) в районе 0.5° .

Таким образом, с помощью моделирования (см. рис. 1) и экспериментальных данных (см. рис. 3) было установлено, что максимумы излучения, соответствующие вкладу поверхностной электромагнитной волны с края грани, разделены в пространстве в зависимости от выбранного спектрального диапазона: более коротковолновая часть спектра ТППП излучается под меньшими углами к поверхности грани, чем длинноволновая часть. Сниженная интенсивность для даль-

него диапазона по сравнению с модельными данными вызвана неучтенным поглощением ИК-излучения влагой в воздухе. Теоретические и экспериментальные результаты по угловым зависимостям согласуются между собой и подтверждают гипотезу о том, что край плоской грани является дифракционным спектральным элементом для поверхностной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование и экспериментальные измерения диаграммы направленности широкополосного теплового излучения ППП при их дифракции на крае грани металлического образца показали, что угловая координата максимума интегрального излучения зависит от расстояния до края металлической грани, а также от толщины и оптических свойств покровного диэлектрического слоя. Данное свойство можно использовать для пассивной плазмон-поляритонной спектроскопии. Установлено, что порождаемое при дифракции на крае металлической грани объемное излучение ТППП направлено под углом в 0.5° над поверхностью грани, а край металлической грани является дифрагирующим элементом для теплового излучения поверхностных электромагнитных волн. Однако угловая дисперсия ПЭВ мала по сравнению с дифракционными решетками [11], поэтому для повышения чувствительности метода необходимо для анализа спектральных компонент привлекать известные методы спектроскопии объемного излучения – такие, например, как ИК-Фурье-спектроскопия.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госзадание № 0057-2019-0006). Эксперименты выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Никитин А.К., Герасимов В.В., Князев Б.А., Хасанов И.Ш.* // Научное приборостроение. 2018. Т. 28. № 4. С. 30.
2. *Boriskina S.V., Tong J.K., Hsu W.-C. et al.* // *Nanophotonics*. 2016. V. 5. № 1. P. 134.
3. *Зон В.Б., Зон Б.А., Ключев В.Г. и др.* // *Успехи физ. наук*. 2011. Т. 181. С. 305.
4. *Дорофеев И.А., Виноградов Е.А.* Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел. М.: Физматлит, 2010.
5. *Širmulis E., Šilėnas A., Požela K. et al.* // *Appl. Phys. A*. 2014. V. 115. № 1. P. 199.
6. *Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Чанг Т.Т.* // *Физика твердого тела*. 2016. Т. 56. № 6. С. 1225.
7. *Герасимов В.В., Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Чанг Т.Т.* // *Оптика и спектроскопия*. 2017. Т. 123. № 6.
8. *Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Kotelnikov I.A. et al.* // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 2013. V. 30. № 8. P. 2182.
9. *Khasanov I.Sh., Gerasimov V.V., Nikitin A.K.* // *Proc. 44th Int. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Paris. 2019. N.Y.: IEEE, 2019. P. 8874496.
10. *Kotelnikov I.A., Gerasimov V.V., Knyazev B.A.* // *Phys. Rev. (A)*. 2013. V. 87. P. 023828.
11. *Kreiter M., Oster J., Sambles R. et al.* // *Optics Commun.* 1999. V. 168. № 1–4. P. 117.