

Особенности рассеяния сфокусированного терагерцового излучения на зонде терагерцового ближнепольного микроскопа

В. Н. Трухин¹⁾, Л. Л. Самойлов, Д. П. Хорьков

Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 15 октября 2012 г.

После переработки 6 ноября 2012 г.

Приведены результаты исследований процесса рассеяния импульсного терагерцового излучения на металлических зондах в форме тонких цилиндров и конусов с малым углом раствора, применяемых в работе безапертурного терагерцового ближнепольного микроскопа. Экстремумы волновой формы рассеянного на свободном зонде импульсного терагерцового излучения линейно смещаются при изменении высоты зонда, а спектральное распределение характеризуется обратно пропорциональной частотной зависимостью. При наличии отражающей поверхности под зондом, когда добавляются новые направления возбуждения и регистрации, спектр рассеянного терагерцового излучения не отличается от спектра падающего излучения. Экспериментальные результаты взаимно согласуются с теоретическими на основе модели генерации дифракционных краевых волн на границе неоднородного возбуждения между областью возбуждения и областью тени.

Терагерцовый (ТГц) ближнепольный микроскоп является одним из диагностических инструментов в нанотехнологии. С его помощью можно исследовать спектральные характеристики объектов, размеры которых существенно меньше его рабочей длины волны. В основе работы такого микроскопа лежат процессы взаимодействия ТГц электрического поля с исследуемым объектом, расположенным в непосредственной близости от острия зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ). Эти процессы, в свою очередь, определяются взаимодействием наноразмерных деталей исследуемого объекта с ближнепольными компонентами ТГц электромагнитного поля вблизи острия СЗМ, возникающего при освещении системы широкополосными когерентными ТГц-импульсами. При освещении острия зонда, находящегося вблизи границы раздела между свободным пространством и объектом, у поверхности зонда возникает эванесцентное поле. Оно рассеивается объектом, после чего вновь взаимодействует с зондом. Это приводит к генерации распространяющейся волны, содержащей в себе информацию о характере взаимодействий излучения с микро- и нанорельефом объекта. Таким образом, ТГц-поле в дальней зоне, где происходит его регистрация, содержит в себе компоненты, появившиеся как в результате его дифракции на зонде и неоднородностях объекта, так и в ходе процесса ближнепольного взаимодействия. Внимание особенностей дифракции ТГц-излучения на

зондах, имеющих форму конуса либо тонкого цилиндра, исключительно важно при обработке ТГц-сигнала, обусловленного ближнепольным взаимодействием, и его дальнейшей интерпретации. Дифракция ТГц-излучения на конусообразном рассеивателе изучалась ранее в работе [1]. В ней была продемонстрирована возможность определения ТГц локального поля с помощью зонда. Однако интерпретация экспериментальных результатов на основе антенной модели полуволнового диполя, предложенная авторами [1], нам представляется не совсем корректной. В нашей работе приводятся результаты экспериментальных исследований особенностей дифракции ТГц-излучения на зонде СЗМ. Дается их теоретическое объяснение на основе модели возбуждения краевых дифракционных волн на границе перехода от области возбуждения к области тени.

Исследования проводились на лабораторном макете ТГц безапертурного ближнепольного микроскопа. Он представляет собой когерентный ТГц-спектрометр с временным разрешением с интегрированным в него атомно-силовым микроскопом (АСМ), работающим в полуконтактном режиме [2, 3]. Генерация ТГц-излучения осуществляется при помощи фотопроводящей антенны на основе низкотемпературного GaAs, облучаемой фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера (центральная длина волны 800 нм, длительность импульса 90 фс, частота повторения импульсов 80 МГц). Питание на антенну подается от генератора импульсов на частоте 50 кГц. Детектирование производится при по-

¹⁾ e-mail: valera.truchin@mail.ioffe.ru

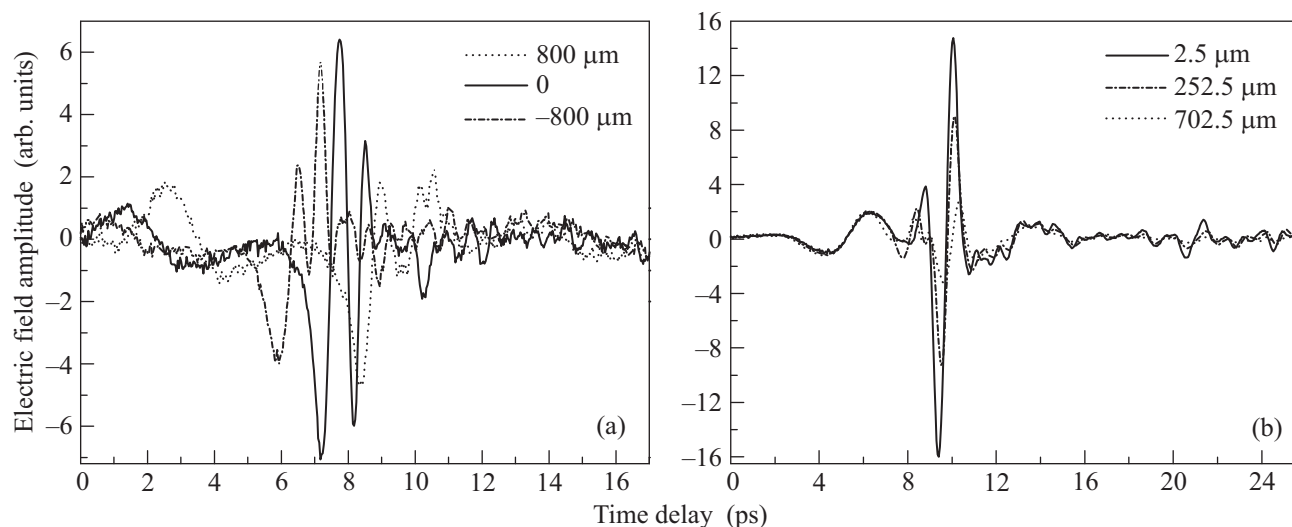


Рис. 1. Положение экстремумов волновой формы рассеянного импульсного ТГц-излучения при изменении положения зонда по высоте. (а) – Рассеяние на свободном зонде. (б) – Рассеяние на зонде в присутствии отражающей поверхности под зондом

мощи техники электрооптического стробирования в кристалле ZnTe. Это позволяет измерять текущее состояние электромагнитного поля ТГц-импульса во времени и определять как его амплитуду, так и фазу. Полезный сигнал регистрировался синхронным усилителем на частоте генератора импульсов. Это позволило отсечь от него паразитные фоновые шумы. Модуль АСМ представляет собой модернизированный СЗМ NanoEducator. Его функции сканирования перенесены с образца на зонд, поскольку в схеме установки образец одновременно выполняет роль одного из зеркал в тракте ТГц-излучения. Атомно-силовой микроскоп функционирует в полуконтактном режиме. Амплитуда вертикальных колебаний зонда на резонансной частоте ~ 8 кГц составляет ~ 100 нм. Модуль АСМ был использован в двух режимах: в полуконтактном режиме с установлением нулевого уровня высоты зонда h при размещении под зондом отражающей поверхности и в режиме перемещения зонда с помощью шагового двигателя (шаг 2.5 мкм) на высоту более 2.5 мкм. В качестве нулевого уровня высоты зонда принималось его положение над отражающей поверхностью в режиме контроля зазора обратной связью (на высоте ~ 50 нм). Зонды изготавливались по стандартной методике анодного электрохимического травления из вольфрамовой проволоки диаметром 100 и 150 мкм. Они имели длину до 1 см и окончания в форме тонкого цилиндра либо конуса длиной порядка 1 мм. В случае формирования на конце зонда тонкого цилиндра его диаметр равнялся 20 мкм. Радиус закругления вписанной в конец зонда окружности при формировании на его кон-

це конуса составлял от 50 до 500 нм. Относительно исследуемой поверхности зонд располагался перпендикулярно. В вертикальном направлении его положение могло меняться в диапазоне нескольких сантиметров. Имеющее p -поляризацию ТГц-излучение направлялось внеосевыми параболическими зеркалами с золотым покрытием и фокусировалось на конец зонда под углом падения 70° . Угол регистрации равнялся углу падения. Однако плоскость регистрации была развернута на 30° по отношению к плоскости падения для исключения прямого зеркального попадания отраженного ТГц-излучения в приемный блок микроскопа. В процессе работы исследовались волновые формы и соответствующие им спектры импульсного ТГц-излучения, рассеянного на зонде в форме конуса либо тонкого цилиндра в присутствии и отсутствие отражающей подложки (плоское Au зеркало) под зондом.

В ходе экспериментов были выявлены некоторые интересные особенности волновых форм рассеянного импульсного ТГц-излучения и соответствующих ему спектров. Так, было обнаружено, что в отсутствие отражающей подложки под зондом изменение положения зонда по высоте приводит к появлению временной задержки экстремумов амплитуды ТГц электрического поля, величина которой пропорциональна изменению высоты зонда (рис. 1а). Однако при размещении отражающей подложки под зондом данного эффекта не наблюдается (рис. 1б). Зависимость максимума амплитуды рассеянного ТГц-поля от высоты зонда отражает пространственное распределение ТГц-излучения в вертикальном направлении. В

присутствии отражающей подложки это распределение уже (рис. 2b). Положения максимума и мини-

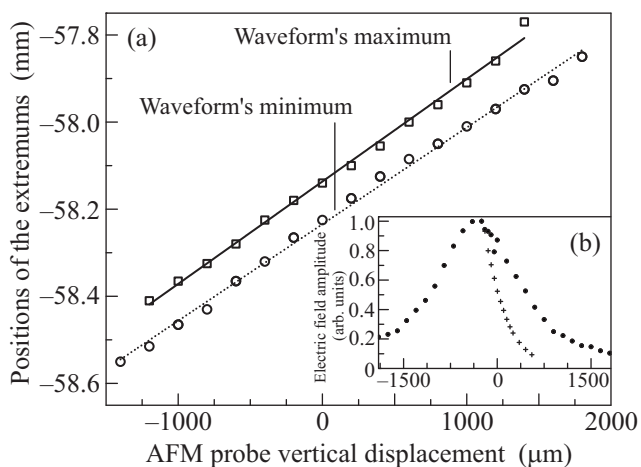


Рис. 2. (а) – Зависимости положений максимума (квадраты) и минимума (круги) амплитуды волновой формы импульсного ТГц-излучения, рассеянного на свободном зонде, в координатах линии оптической задержки от положения зонда по высоте. (б) – Зависимость максимума амплитуды рассеянного ТГц-поля от положения зонда по высоте в присутствии (кресты) и в отсутствие (точки) отражающей поверхности под зондом

мумам амплитуды волновой формы импульсного ТГц-излучения, рассеянного на свободном зонде (без подложки), в координатах линии задержки линейно зависят от вертикального положения зонда в диапазоне его перемещений вплоть до 2 мм (рис. 2а). Все экспериментальные результаты, полученные для зонда без отражающей поверхности под ним, дают основание полагать, что рассеянное ТГц электромагнитное поле в дальней зоне можно представить в виде сферической волны, распространяющейся от конца зонда, амплитуда которой определяется локальным полем вблизи острия зонда. Смещение зонда в вертикальном направлении приводит как к временному сдвигу экстремумов в волновых формах вследствие изменения временной задержки, так и к изменению их величин в силу изменения локального поля. Помещение отражающей подложки под зондом приводит к существенным изменениям в волновой форме рассеянного импульсного ТГц-излучения: ее амплитуда возрастает на порядок, а сама форма сильно меняется (рис. 3а).

При внесении под зонд отражающей поверхности изменяются как геометрия возбуждения рассеивающего элемента (зонда), так и регистрация рассеянного поля за счет добавления дополнительных направлений возбуждения и регистрации. К исходному воз-

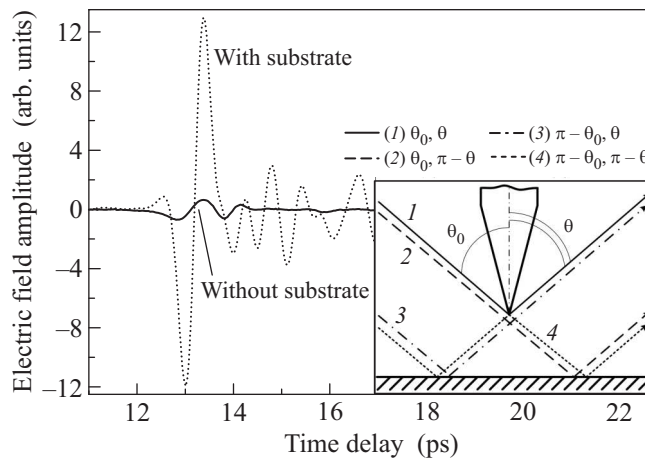


Рис. 3. Волновые формы рассеянного импульсного ТГц-излучения. (а) – Волновые формы при отсутствии (пунктирная линия) и наличии (сплошная линия) отражающей поверхности под зондом ($h = 2.5$ мкм). (б) – Геометрическая иллюстрация различных вариантов возбуждения и регистрации рассеянного ТГц-излучения

буждению зонда (угол падения θ_0) прибавляется излучение, отраженное от образца-подложки под углом $\pi - \theta_0$. Регистрация же теперь включает и отражение от подложки $\pi - \theta$ (рис. 3б). Слабое смещение экстремумов волновых форм при смещении зонда по вертикали и увеличение амплитуды рассеянного поля на порядок в присутствии подложки свидетельствуют о том, что основной вклад в сигнал обеспечивается в геометриях возбуждения–детектирования 2 и 3, а амплитуда рассеянного поля в геометриях 1 и 4 существенно ниже. В присутствии отражающего образца спектр рассеянного на зонде ТГц-излучения практически не отличается от спектра падающего на систему зонд+образец излучения. Отсутствие же образца приводит к его существенному изменению, в результате которого он приобретает форму интегрированного начального импульса с характерным спадом в области высоких частот (изрезанность спектров ТГц-излучения обусловлена в основном поглощением ТГц-излучения при его распространении в воздушной среде) (рис. 4). Необходимо отметить, что описанные спектральные особенности рассеянного ТГц-излучения в присутствии отражающего образца имеют место исключительно в случае зондов, оканчивающихся длинным тонким цилиндром либо конусом с малым углом раствора. Если зонд оканчивается цилиндром, диаметр которого сопоставим с длиной волны ТГц-излучения, то указанной разницы в спектрах не наблюдается. Добавим, что наши эксперименты не показали изменения спектра рассеянного на зонде

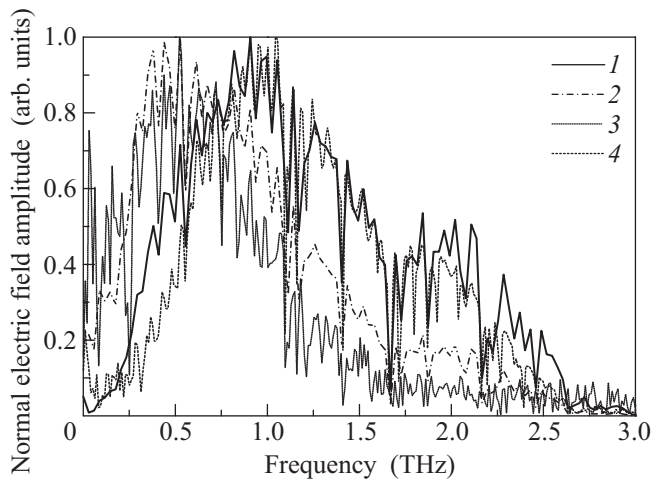


Рис. 4. Спектры рассеянного и падающего импульсного ТГц-излучения: 1 – спектр падающего излучения $|E(\omega)|$; 2 – $|E(\omega)|/\omega$ (ω – частота); 3 – спектр рассеянного ТГц-излучения в отсутствие отражающей поверхности под зондом; 4 – спектр рассеянного излучения в присутствии отражающей поверхности под зондом ($h = 2.5$ мкм)

ТГц-излучения при изменении высоты самого зонда. Отметим, что на пространственных масштабах порядка длины волны возбуждающего ТГц-излучения зонды в виде длинного конуса с малым углом раствора могут быть с хорошей точностью описаны как тонкие цилиндры, так как поперечные размеры конуса в области возбуждения ТГц-излучением значительно меньше длины волны этого излучения.

Из более ранних работ [4–6] известно, что в результате рассеяния плоской электромагнитной волны на полубесконечном тонком металлическом цилиндре либо конусе возникает сферическая электромагнитная волна, распространяющаяся от конца рассеивающего элемента. Спектральная амплитуда этой волны обратно пропорциональна частоте падающего излучения в различных геометриях возбуждения–детектирования, в том числе и при углах падения возбуждающего излучения θ_0 и $\pi - \theta_0$. Для тонкого идеального металлического полубесконечного цилиндра поле рассеяния в дальней зоне определяется следующим выражением [4]:

$$E_{sc} = -E \frac{e^{ikr}}{kr} \frac{i}{2} \frac{\cot(\theta_0/2) \cot(\theta/2)}{\cos \theta_0 + \cos \theta} \times \frac{1}{\chi(k \cos \theta_0) \chi(k \cos \theta)}, \quad (1)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор электромагнитной волны, θ_0 , θ – углы, образованные радиусом-вектором \mathbf{r} источника и точки регистрации с осью провода, E – элек-

трическое поле падающей волны, $\chi(x)$ – функция, голоморфная в нижней полуплоскости $\text{Im } x \leq 0$, не имеющая там нулей и удовлетворяющая соотношению $\chi(x)\chi(-x) = \ln \frac{2i}{\gamma a \sqrt{k^2 - x^2}}$, $\gamma = 1.781 \dots$

Из формулы (1) следует, что на конце зонда локализуется область формирования электромагнитного излучения в виде сферической волны, которая распространяется от конца зонда. Размеры этой области определяются длиной когерентности $L = \frac{\pi}{k(\cos \theta_0 + \cos \theta)}$. Частотная зависимость амплитуды поля рассеяния в основном определяется волновым вектором \mathbf{k} , стоящим в знаменателе формулы, т.е. имеет обратно пропорциональную зависимость от частоты падающего излучения.

В наших экспериментах используется пучок ТГц-излучения с гауссовым поперечным распределением. Пучок фокусируется на рассеивающем элементе зонда, формируя на его поверхности область неоднородного возбуждения с границей перехода от возбужденной области к области тени с размерами порядка длины волны падающего излучения. Можно предположить, что данная область неоднородного возбуждения является вторым центром локализации источника генерации ТГц-излучения. Действительно, если решать задачу о рассеянии плоской электромагнитной волны на бесконечном тонком идеальном металлическом цилиндре, когда возбуждается только половина цилиндра, то в дальней зоне электрическое поле рассеяния будет иметь следующий вид:

$$E_{sc} = -E \frac{e^{ikr}}{kr} \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} \frac{i}{2(\cos \theta_0 + \cos \theta)} \frac{1}{\ln(2i/\gamma va)}, \quad (2)$$

где $v = k \sin \theta$.

Можно показать, что при таком рассеянии возникают краевые токи, которые текут в обе стороны от границы перехода. Из формул (1) и (2) видно, что при равенстве углов падения и регистрации амплитуда рассеянного поля в выражении (1) в 3.5 раза больше, чем в (2). При этом предполагается, что переход от области возбуждения к области тени происходит скачкообразно. В случае более плавного перехода, отвечающего реальной ситуации, соотношение амплитуд в соответствующих выражениях будет гораздо больше.

Если же область возбуждения будет определяться отрезком, ограниченным на цилиндре точками z_1 и z_2 , то спектральная амплитуда рассеянного поля в дальней зоне будет выражаться формулой

$$E_{sc} = -E \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{kr} \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} \frac{i}{2(\cos \theta_0 + \cos \theta)} \times \left[\frac{e^{-ik(\cos \theta_0 + \cos \theta)z_1}}{\ln(2i/\gamma va)} - \frac{e^{-ik(\cos \theta_0 + \cos \theta)z_2}}{\ln(2i/\gamma va)} \right]. \quad (3)$$

Из этой формулы видно, что в дальней зоне рассеянное поле представляет собой две сферические волны, распространяющиеся от границ перехода от области возбуждения к области тени. Также отметим, что в случае ограниченного возбуждения бесконечного цилиндра на границах перехода от области возбуждения к области тени не происходит переотражения краевых токов. В связи с этим в (3) присутствуют только два члена, которые отвечают за возникновение первичных дифракционных краевых волн.

В случае, когда в область ограниченного возбуждения попадает конец цилиндра, спектральная амплитуда рассеянного поля в дальней зоне описывается выражением

$$E_{sc} = -E \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{kr} \frac{i}{2(\cos \theta_0 + \cos \theta)} \times \left[\frac{\cot(\theta_0/2) \cot(\theta/2) e^{-ik(\cos \theta_0 + \cos \theta)z_1}}{\chi(k \cos \theta_0) \chi(k \cos \theta)} - \frac{\sin \theta_0 e^{-ik(\cos \theta_0 + \cos \theta)z_2}}{\sin \theta \ln(2i/\gamma va)} \right]. \quad (4)$$

В этой формуле учтены только первичные краевые дифракционные волны, которые возбуждаются соответствующими краевыми токами на границе перехода от области возбуждения к области тени (z_2) и на конце цилиндра (z_1). Возбуждение вторичных волн, возникающих при отражении от конца зонда, не учитывается. При угле регистрации $\pi - \theta_0$ формула (4) сводится к следующему выражению:

$$E_{sc} = E_{in} \frac{e^{ikz}}{r} \frac{\Delta z}{2 \ln(2i/\gamma ka \sin \theta_0)}, \quad (5)$$

где Δz – длина области возбуждения.

Из формулы (5) следует, что регистрируемая в дальней зоне рассеянная ТГц-волна представляет собой расходящуюся сферическую волну со спектром, идентичным спектру падающей волны, т.е. смена геометрии возбуждения–детектирования от (θ, θ_0) к $(\theta_0, \pi - \theta_0)$ и $(\pi - \theta_0, \theta_0)$ приводит к значительным изменениям в спектре по сравнению со спектрами рассеяния на свободном зонде, что и наблюдается в эксперименте. Вычисленная по формуле (5) амплитуда рассеянного поля на порядок больше (примерно в $\Delta z k$ раз), чем соответствующая величина, вычисленная по формуле (1). Это также подтверждается в эксперименте. Кроме того, из формулы (5) следует, что

рассеянное поле пропорционально не только величине падающего поля, но и длине области возбуждения Δz . Поэтому при перемещении зонда по вертикальной оси будет наблюдаться более крутая зависимость величины рассеянного поля от высоты зонда по сравнению со случаем, когда зонд свободен (см. формулу (1)). В целом представление о локализации источника генерации ТГц-излучения в области границы перехода свет–тень позволяет описать экспериментальные результаты по рассеянию ТГц-излучения на металлическом цилиндре.

Таким образом, общая совокупность полученных результатов теоретических и экспериментальных исследований процесса рассеяния на металлическом зонде подтверждает, что в процессе рассеяния ТГц-излучения на зонде в виде тонкого металлического цилиндра или конуса с малым углом раствора важную роль играет возбуждение дифракционных краевых волн на границе возбуждения. Кроме сферической электромагнитной волны, расходящейся от конца зонда, необходимо учитывать возникновение нового центра локализации источника генерации ТГц-излучения на границе возбуждения, вызывающего формирование сферической электромагнитной волны, расходящейся от этого центра. Было показано, что свободный зонд конвертирует локальное поле в распространяющуюся электромагнитную волну. Таким образом, по сути, регистрируемая электромагнитная волна представляет собой сферическую волну, расходящуюся от конца зонда. Поэтому при модуляции высоты зонда происходит модуляция временной задержки ТГц-сигнала, что приводит к фазовой модуляции. В случае, когда модуляция длины распространения ТГц-излучения мала по сравнению с длиной волны, измеряемый на частоте модуляции сигнал должен быть пропорционален производной по времени от величины рассеянного ТГц-сигнала. Очевидно, что спектр этого сигнала будет идентичен исходному спектру падающего ТГц-излучения. При увеличении амплитуды колебаний зонда сигнал на частоте модуляции его амплитуды за счет описываемой фазовой модуляции может быть сравним с ТГц ближнепольным сигналом (это явление было описано нами ранее в работе [2]). Поэтому для исследования эффекта взаимодействия ближнепольной компоненты электрического поля с объектом вблизи зонда ТГц-микроскопа необходимо осуществлять модуляцию амплитуды колебаний зонда такой величины, при которой вклад фазовой модуляции при регистрации ТГц ближнепольного сигнала был бы минимальным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования РФ (ГК # 14.740.11.0602, 14.740.11.1241, НШ-3008.2012.2) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 11-02-01045-а). Авторы благодарны А.С. Буйских и М.В. Перель за помощь в работе.

1. V. Astley, H. Zhan, R. Mendis et al., *J. Appl. Phys.* **105**, 113117 (2009).

2. В. Н. Трухин, А. В. Андрианов, В. А. Быков и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 134 (2011).
3. В. Н. Трухин, А. Голубок, А. В. Лютецкий и др., Изв. вузов. Радиофизика **54**, 640 (2011).
4. Л. А. Вайнштейн, ЖТФ **XXIX**, 689 (1959).
5. П. Я. Уфимцев, *Теория дифракционных краевых волн в электродинамике*, М.: Бином. Лаборатория знаний, 2007.
6. J. R. Mentzer, *Scattering and Diffraction of Radio Waves*, London–N.Y.: Pergamon Press, 1955.