

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

О возможности сверхсветовой коммуникации	
<i>А.В. Белинский, А.К. Жуковский</i>	2
Спектральное сложение излучения волоконных лазеров	
<i>А.А. Колегов, А.В. Галеев</i>	6
Генерация постоянного тока в двухслойном графене в условиях бихроматического электрического поля	
<i>Е.И. Кухарь, С.В. Крючков, Е.С. Ионкина</i>	9
Особенности дифракции электромагнитного излучения на стохастических фрактальных структурах	
<i>А.Ю. Мишин, А.А. Каптанов, П.В. Короленко, Р.Т. Кубанов</i>	12
Оценивание искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям спутниковых систем связи	
<i>Л.Е. Назаров, В.В. Батанов</i>	16
Пространственно-временная структура распределения интенсивности сигнального пучка, отраженного ретрорефлектором	
<i>А.М. Сажин, Е.А. Бабанин, А.В. Бланк, В.В. Капранов, Н.А. Сухарева, В.Ю. Тугаенко</i>	18
Вклад термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов в энергетическую светимость плоской грани металлического тела	
<i>И.Ш. Хасанов, А.К. Никитин, Та Тху Чанг</i>	22
Фемтосекундная внеосевая цифровая голография сфокусированного изображения	
<i>А.А. Чипегин, Н.В. Петров, С.Э. Путилин</i>	26

О возможности сверхсветовой коммуникации

А.В. Белинский, А.К. Жуковский

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет
belinsky@inbox.ru

Рассмотрим пару запутанных фотонов, коррелированных по поляризации. Их вектор состояния равен

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|1\rangle_x^a |1\rangle_x^b |0\rangle_y^a |0\rangle_y^b + |0\rangle_x^a |0\rangle_x^b |1\rangle_y^a |1\rangle_y^b \right). \quad (1)$$

Здесь индексы « a » и « b » относятся, соответственно, к первому и второму фотону запутанной пары, а взаимно ортогональные поперечные направления x и y определяют ортогональные направления поляризации. Структура этого вектора состояния такова, что, хотя направление поляризации x и y каждого из фотонов пары « a » или « b » равновероятны, между собой они строго коррелированы, поскольку их плоскости поляризации всегда совпадают при регистрации. Такие состояния обычно приготавливают с помощью параметрического рассеяния света (см., напр., [1] и цитируемую там литературу).

Направим каждый из фотонов пары на призму Волластона, разделяющую взаимно ортогональные поляризации на два отдельных канала. Фактически она работает как светоделитель, а для фотонов с абсолютно случайной поляризацией – как 50%-ный светоделитель. Покажем в начале, что при таком разделении на два канала фотон до момента его регистрации находится сразу в обоих каналах. Рассмотрим для этого интерферометр Маха-Цендера, на вход которого подается одиночный фотон в фоковском состоянии (рис. 1). Поместим в качестве фазовых задержек две идентичные нелинейные среды, обладающие кубичной нелинейностью, в которых происходит фазовая самомодуляция (ФСМ), т.е. изменение показателя преломления сред под действием находящегося в них света. Это могут быть, например, кварцевые волокна. Фотон, проходя через них, должен приобретать дополнительный фазовый набег, который неизбежно скажется на результате интерференции.

Входную монохроматическую моду в фоковском состоянии $|1\rangle$ будем описывать оператором уничтожения фотона \hat{a}_1 , а вакуумную моду $|0\rangle$ на втором входе – оператором \hat{a}_0 . После первого 50%-ного светоделителя также рассматриваем две моды, описываемые операторами \hat{a}_2 , \hat{a}_3 в представлении Гейзенберга:

$$\hat{a}_2 = \frac{\hat{a}_1 + \hat{a}_0}{\sqrt{2}}, \quad \hat{a}_3 = \frac{\hat{a}_1 - \hat{a}_0}{\sqrt{2}}. \quad (2)$$

Далее учитываем действие керровской нелинейности. Устойчивое поперечное распределение интенсивности в кварцевых волокнах можно рассматривать как моду излучения, а сам четырехфотонный процесс описывать одномодовым гамильтонианом (см., напр., [2] и цитируемую там литературу):

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \chi^{(3)} \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a}, \quad (3)$$

где $\chi^{(3)}$ – коэффициент кубичной нелинейности, пронормированный по числу фотонов. Нелинейный отклик полагаем мгновенным.

Пусть в отсутствие излучения фазовые набег в плечах были одинаковы. Тогда, посылая в интерферометр единичный фотон, мы имеем две альтернативы: либо фотон пройдет только одно плечо, и разность фаз изменится за счет нелинейного набег фазы

в этом плече, либо фотон пройдет оба плеча, нелинейные фазовые набег в которых будут одинаковы, так что разность фаз не изменится. В последнем случае мы увидим появление фотона лишь на одном из выходов интерферометра.

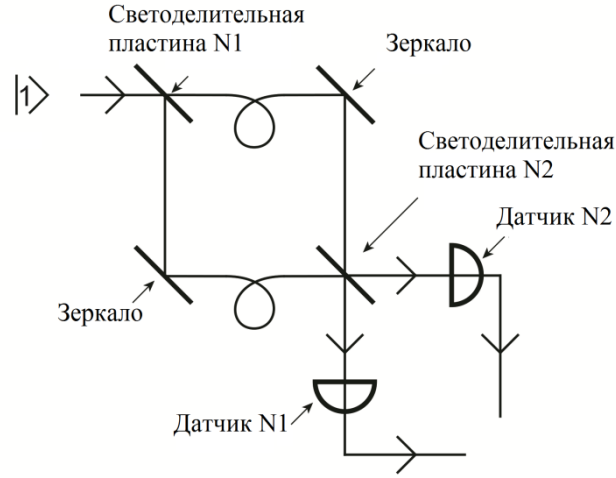


Рис. 1. Схема интерферометра Маха-Цендера с идентичными нелинейными волокнами в каналах.

Соответствующий оператор эволюции квантового состояния в представлении Шредингера равен

$$\hat{U} = \hat{I} \exp\left(-i \frac{\bar{\chi}}{2} \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a}\right) = \hat{I} \exp\left(-i \frac{\bar{\chi}}{2} \hat{n}(\hat{n}-1)\right), \quad (3)$$

где $\bar{\chi} = \chi^{(3)}t$, а время эволюции t связано с длиной волокна $l=vt$, v – скорость распространения моды в волокне, $\hat{n}(t)$ – оператор числа фотонов.

В представлении Гейзенберга оператор уничтожения фотона моды поля подчиняется уравнению $i\hbar \frac{d\hat{a}}{dt} = [\hat{a}, \hat{H}]$, откуда $\hat{a}(t) = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}^+(0)\hat{a}(0)}\hat{a}(0)$, а в нашем случае

$$\hat{a}'_2 = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}_2^+\hat{a}_2} \hat{a}_2, \quad \hat{a}'_3 = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}_3^+\hat{a}_3} \hat{a}_3. \quad (4)$$

Соответственно, две выходные моды интерферометра:

$$\hat{a}'_0 = \frac{\hat{a}'_2 - \hat{a}'_3}{\sqrt{2}}, \quad \hat{a}'_1 = \frac{\hat{a}'_2 + \hat{a}'_3}{\sqrt{2}}. \quad (5)$$

Найдем средние значения чисел фотонов на выходах интерферометра:

$$\langle \hat{n}_0 \rangle \equiv \langle \hat{a}'_0^+ \hat{a}'_0 \rangle = 0, \quad \langle \hat{n}_1 \rangle \equiv \langle \hat{a}'_1^+ \hat{a}'_1 \rangle = 1. \quad (6)$$

Итак, мы наблюдаем интерференцию с нулевой разностью фаз, значит, фотон пребывает в обоих каналах одновременно.

Если же фотон поступает с другого входного канала (сверху на рис. 1), то и на выходе он окажется в другом канале с вероятностью единица, следовательно, сам факт его интерференции с нулевой $+2\pi t$ или $\pi+2\pi t$ разностью фаз, а, значит, и пребывания одновременно в обоих плечах интерферометра останется неизменным. Таким образом, и для линейной суперпозиции пребывания фотона на обоих входах вывод остается тем же, а это и есть как раз наш случай прохождения фотоном призмы Волластона.

Перейдем теперь к невозможному измерению первого фотона. Установим в оба выходных канала после призмы Волластона среды с кубичной нелинейностью (рис. 2), в которых происходит фазовая самомодуляция. Поскольку оператор $\hat{n}(t)$ при ФСМ является инвариантом во времени, величина числа фотонов при ФСМ является

невозмущаемой наблюдаемой и может быть невозмущающим образом измерена. Подадим на входы нелинейных сред с кубичной нелинейностью (тех же кварцевых волокон, напр.) помимо измеряемых сигналов “ a_1, a_2 ” еще и слабые пробные моды “ p_1, p_2 ” равной средней интенсивности, по измерению разности фаз которых попытаемся определить: находится ли первый фотон “ a ” в состоянии суперпозиции до сильного измерения второго фотона “ b ”, или же в одном из каналов после редукции вследствие такого сильного измерения. Действительно, поскольку сигналы “ a_1, a_2 ” изменяют оптическую плотность и показатель преломления нелинейных сред, такие изменения плотности можно «прощупать» обычным интерферометром, например, Маха–Цендера. Этим интерферометром можно измерить косинус и синус разности фаз в плечах в зависимости от того, какие постоянные фазовые задержки в них установлены (имеются в виду линейные фазовые задержки, не зависящие от интенсивности света). Если постоянная разность фаз нулевая + $2\pi m$, то будет измерен косинус, а если $\pi/2 + 2\pi m$ – синус. Для этого детекторы, установленные на выходах интерферометра, должны быть включены в разностную схему, дающую разностный фототок (см., напр., [2]).

Итак, если фотон “ a ” находится в состоянии суперпозиции и присутствует в обоих каналах одновременно, то фазовые задержки в нелинейных средах одинаковы, как и в рассмотренном выше нелинейном интерферометре Маха–Цендера на рис. 1. Если же редукция уже произошла, то фотон “ a ” окажется лишь в одном канале, и разность фаз будет определяться фазовым набегом именно в этом канале. Но можно ли таким образом выяснить, в каком канале находится фотон “ a ”? Измеряя синус разности фаз – можно, поскольку синус «чувствует» знак аргумента, по которому однозначно определяется место расположения фотона. Однако, произведя такое измерение, мы радикально редуцируем вектор состояния (1) раньше, чем сильное измерение, которое будет произведено над фотоном “ b ”. В итоге, такое измерение все испортит.

Совсем другое дело, если мы будем регистрировать косинус разности фаз. В этом случае информация о том, в каком плече находится фотон, будет «стерта», аналогично «квантовому ластику» (см., напр., [3]) за счет четности косинуса. Такое измерение не редуцирует квантового состояния (1) радикально, оставляя свободу фотону находиться в обоих каналах сразу. В то же время, система почувствует момент редукции за счет сильного измерения фотона “ b ”, поскольку изменится разность фаз в каналах, которую для получения наибольшего контраста можно сделать равной π за счет соответствующего выбора длины нелинейных сред, хотя это и не обязательно, если чувствительность измерений и так достаточна.

Если сигнальная мода исходно находилась в состоянии $|\psi\rangle$, а пробные – в состоянии $|p_1, p_2\rangle$, то в процессе измерения система перейдет в собственное состояние $|C\rangle$ оператора косинуса разности фаз \hat{C} согласно постулату о редукции фон Неймана.

Гамильтониан четырехфотонного взаимодействия такого процесса имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \hbar \chi_{ap}^{(3)} \hat{n}_a \hat{n}_p = \frac{1}{2} \hbar \chi_{ap}^{(3)} \hat{a}_a^+ \hat{a}_a \hat{a}_p^+ \hat{a}_p = \frac{1}{2} \hbar \chi_{ap}^{(3)} \hat{a}_a^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_a \hat{a}_p. \quad (7)$$

Он отличается от гамильтониана (3) одномодовой ФСМ степенью вырождения: там все операторы рождения и уничтожения принадлежали одной моде, а здесь – двум. Этот гамильтониан описывает процесс уничтожения одного фотона сигнала “ a ” и одного фотона пробной моды “ p ”, а вместо них – одновременного рождения таких же фотонов в те же моды.

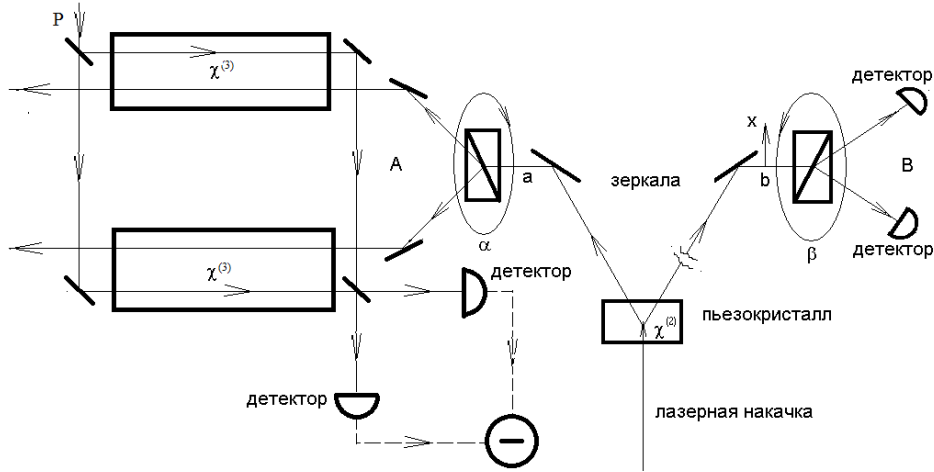


Рис. 2. Схема измерения наблюдателем А момента редукиции вектора состояния в результате сильного измерения наблюдателем В.

Оператор эволюции имеет вид

$$\hat{U} = e^{-i\bar{\chi}_{ap}\hat{n}_a\hat{n}_p/2}. \quad (8)$$

Поскольку сигнальные моды находилась в чистом состоянии $|\psi\rangle$, исходное состояние квантовой системы описывается вектором

$$|\psi\rangle_0 = |\psi\rangle |p_1, p_2\rangle, \quad (9)$$

или матрицей плотности

$$\hat{\rho}_0 = |\psi\rangle |p_1, p_2\rangle \langle p_1, p_2| \langle \psi|. \quad (10)$$

В результате четырехфотонного взаимодействия матрица плотности преобразуется в

$$\hat{\rho}_{ap} = \hat{U}_2 \hat{U}_1 \hat{\rho}_0 \hat{U}_1^+ \hat{U}_2^+, \quad (11)$$

где операторы $\hat{U}_{1,2}$ определяются (8) с соответствующими индексами 1,2 при a и p .

После измерения, как указывалось выше, пробная мода переходит в собственное состояние $|C\rangle$ оператора косинуса разности фаз \hat{C} , а матрица плотности редуцируется в

$$\hat{\rho}_a = N \text{tr}_p (|C\rangle \langle C| \hat{\rho}_{ap}), \quad (12)$$

где матрица $|C\rangle \langle C|$ представляет собой проекционный оператор, а нормировочная константа N определяется из условия $\text{tr}_a \hat{\rho}_a = 1$.

В выражении (12) усреднение производится по всем возможным состояниям $|C\rangle$ пробных мод “ p ” после измерения. Но проекция $\langle C|\psi\rangle$ не устраняет альтернативы нахождения фотона “ a ” в двух каналах “ a_1, a_2 ”. Значит, только сильное измерение второго фотона сможет редуцировать систему к переходу в одноканальный режим.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко “Фотоны и нелинейная оптика” М.: Наука. 1980. (D.N. Klyshko Photons and nonlinear optics. 1988. CRC Press).
2. А.В. Белинский “Квантовые измерения” М., БИНОМ. 2008.
3. Y.H. Kim et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. 84, P. 1.

Спектральное сложение излучения волоконных лазеров

А.А. Колегов, А.В. Галеев

Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт
технической физики имени академика Е.И. Забабахина
albatrosing@yandex.ru

В настоящее время для сложения излучения нескольких лазерных источников достаточно часто используются объемные Брэгговские решетки, записанные в фото-термо-рефрактивных кристаллах. Эти оптические элементы позволяют использовать излучение с чрезвычайно узким спектром, имеют угловую селективность и высокий уровень стойкости к лазерному излучению. Объемные Брэгговские решетки используются для пассивного когерентного и спектрального сложения излучения нескольких лазеров [1].

Недавние достижения в твердотельных, волоконных, и диодных лазерах наряду с различными методами сложения излучения привели к значительному увеличению выходной мощности лазеров. Эффективность полупроводниковых лазеров может достигать 70 % [2]. Однако, плохое качество и высокая расходимость излучения диодных лазеров не позволяет их прямое использование во многих важных применениях. Они обширно используются, для накачки других лазеров, особенно твердотельных и волоконных, которые могут обеспечить качество излучения, близкое к дифракционному. Применение технологии спектрального сложения излучения волоконных лазеров позволило получить пучок с дифракционным качеством мощностью мультикиловаттной мощности [3-4].

В настоящей работе будут представлены результаты экспериментальной отработки технологии спектрального сложения излучения трех волоконных лазеров с дифракционным качеством излучения мощностью 30 Вт каждый.

Оптическая схема лазера представлена на рис. 1.

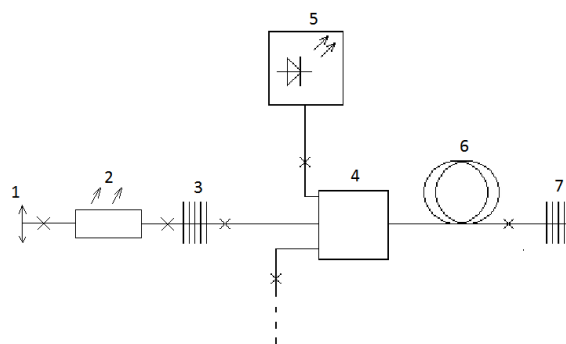


Рис. 1. Оптическая схема лазера. 1 – коллиматор; 2 – фильтр оболочки; 3 – выходная решетка; 4 – объединитель накачки; 5 – модуль накачки; 6 - активное волокно; 7 – глухая решетка

Для накачки активного волокна (6) используются модули накачки мощностью 30 Вт в количестве 2 шт. производства РФЯЦ-ВНИИТФ. Для ввода накачки в активное волокно используется объединитель типа 2x1 суммарной поддерживаемой мощностью 100 Вт (Lightcomm). Объединитель имеет два многомодовых входа с параметрами волокна 105/125 мкм и $NA = 0.22$, сигнальное волокно на выходе имеет параметры 10/125 мкм и $NA = 0.08$. Глухая брэгговская решетка (7) имеет коэффициент отражения 95% на длине волны 1076, 1078 и 1080 нм, а выходная (3) около 5%. В прошедшем через выходную решетку излучении удаляются моды оболочки с помощью фильтра

оболочки (2). Мощность изготовленных лазеров составила 33 Вт. С учетом всех потерь эффективность «свет в свет» составила 74%.

С помощью объемных Брэгговских решеток осуществляется спектральное сложение трех лазеров 1076, 1078 и 1080 нм, как показано на рис. 2.

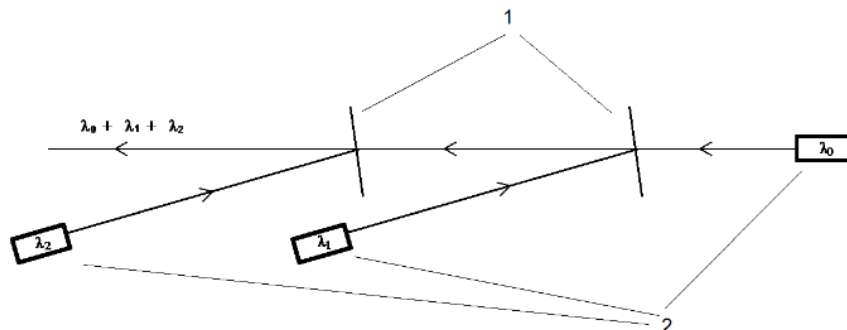


Рис. 2. Оптическая схема спектрального сложения. 1 – объемные брэгговские решетки; 2 – лазеры.

Излучение лазера с длиной волны 1080 нм (λ_0) проходит через решетки с минимальными потерями за счет просветляющего покрытия. Лазерное излучение с длинами волн λ_1 и λ_2 , 1076 и 1078 нм попадает на решетки под углом 8° далее происходит дифракция на решетке как показано на рисунке 7. Эффективность дифракции зависит от угла падения излучения на решетку и соответствия длины волны излучения резонансной длине волны решетки. Параметры используемых решеток представлены в таблице 1.

Таблица 1 – параметры объемных брэгговских решеток.

Длина волны, нм (при 22 °С)	Спектр. селективность, нм (FWHM)	Угловая селективность, мрад	Угол падения, °	Угол отражения, °	Эфф.-ть, %
1080	0.48	7	8,5	-8,2	>99
1078	0.46	6	8,4	-8,4	>99
1076	0.52	6	8,5	-8,2	>99

На рис.3 представлен профиль объединенного пучка.

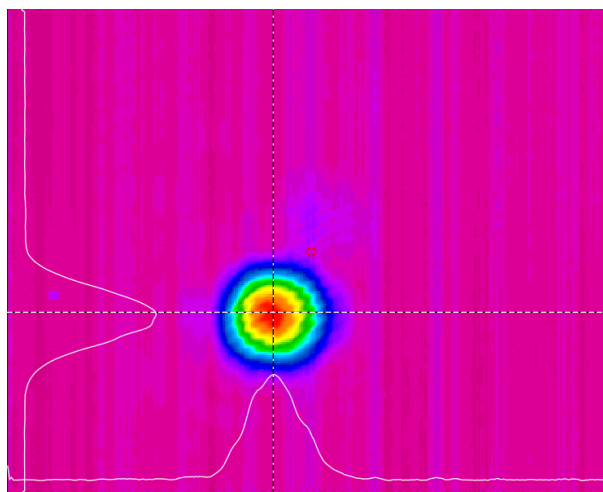


Рис. 3. Профиль объединенного пучка трех лазеров.

Спектр объединенного излучения представлен на рис. 4.

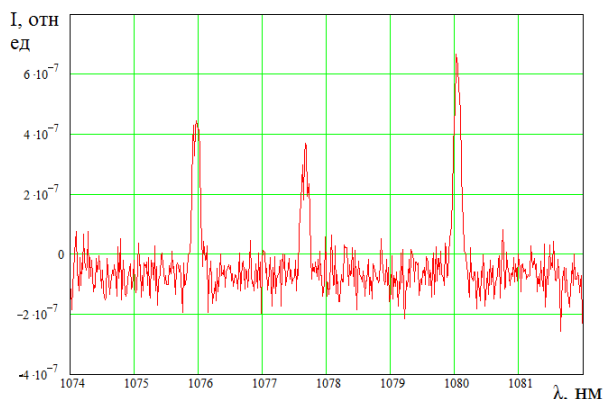


Рис. 4. Спектр объединенного пучка трех лазеров.

Таким образом, была проведена экспериментальная отработка технологии спектрального сложения излучения трех волоконных лазеров с длинами волн 1076, 1078 и 1080 на объемных отражательных дифракционных решетках. Профиль объединенного пучка имеет гауссово распределение, что говорит о высоком качестве излучения. Эффективность сложения составила 91 %. Эффективность дифракции на отражательных решетках во многом зависит от соответствия длины волны излучения и резонансной длины волны решетки, а также от угла падения, поскольку решетка имеет селективность по углу всего 7 мрад (0.4°). Поэтому для эффективного объединения пучков киловаттного уровня и выше необходима оснастка, позволяющая выдержать требования по угловой селективности решеток.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Divliansky, et al. // Proc. of SPIE. 2012. V. 8237. P. 823705-1.
2. R. Ostendorf et al. // Proc. SPIE. 2008, V. 6876, P. 68760H.
3. R.S. Afzal et al. // Proc. of SPIE. 2012. V. 8547. P. 854706-1.
4. J. Limpert et al. // IEEE Journal of selected topics in quantum. 2007. V. 13. No. 3. P.537.

Генерация постоянного тока в двухслойном графене в условиях бихроматического электрического поля

Е.И. Кухарь^{1,2}, С.В. Крючков^{1,2}, Е.С. Ионкина²

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный технический университет

eikuhar@yandex.ru

Одной из особенностей зонной структуры двухслойного графена (биграфена) является возможность открытия энергетической щели за счет приложения к графеновым слоям разности потенциалов [1,2]. Изменение последней позволяет контролировать энергетическое расстояние между валентной зоной и зоной проводимости и, как следствие, управлять межзонными переходами и концентрацией носителей заряда [1,3]. Данное обстоятельство является важным с точки зрения приложений в нано- и оптоэлектронике. Электронный спектр биграфена в поперечном постоянном электрическом поле с напряженностью $\mathbf{E}_{\perp}^{\text{dc}} = (0, 0, E_{\perp}^{\text{dc}})$ имеет вид [1]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}^2}{2} + \frac{V_0^2}{4} + v_F^2 \mathbf{p}^2} \mp \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}^4}{4} + (\varepsilon_{\perp}^2 + V_0^2) v_F^2 \mathbf{p}^2}, \quad (1)$$

где $V_0 = eE_{\perp}^{\text{dc}}d$, $\varepsilon_{\perp} = 0.39$ эВ, $d = 0.34$ нм – расстояние между графеновыми слоями. Формула (1) описывает четыре дисперсионные ветви: ветви c1 и c2 в зоне проводимости и ветви v1 и v2 в валентной зоне (рис. 1). Считаем, что валентная зона полностью заполнена так, что вклад в проводимость электроны из этой зоны не дают. Кроме того, температура системы предполагается настолько низкой, что носители заряда сосредоточены на нижней дисперсионной ветви c1 (рис. 1). Сказанное позволяет в дальнейших расчетах учитывать только верхние знаки формулы (1).

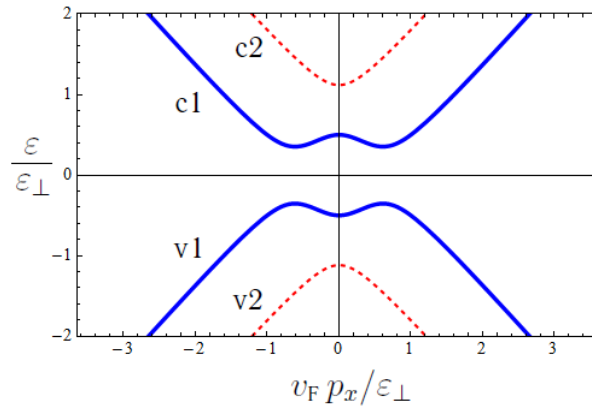


Рис. 1. Дисперсионные линии, построенные по формуле (1) при $V_0 = \varepsilon_{\perp}$.

Существенная непараболичность закона дисперсии (1) приводит к тому, что в биграфене возможен эффект так называемого взаимного выпрямления электромагнитных волн – генерации постоянного тока за счет суперпозиции волн, частоты которых отличаются в два раза. Данный эффект, возникающий в биграфене, теоретически изучен в [4]. Однако результаты [4] основывались на приближенном выражении для электронного спектра (1), справедливом при $V_0 \ll \varepsilon_{\perp}$. Ниже приводятся результаты исследования эффекта взаимного выпрямления для произвольных значений параметра V_0 .

Вычислим плотность тока, возникающую в биграфене под действием бихроматического электрического поля, векторный потенциал которого в графеновой плоскости имеет вид

$$\mathbf{A}^{\text{ac}}(t) = -\frac{c}{2\omega} (E_1 \sin 2\omega t, 2E_2 \sin(\omega t + \theta), 0). \quad (2)$$

Здесь E_1 и E_2 – амплитуды колебаний синусоидальных электрических полей, осциллирующих с частотами 2ω и ω соответственно. В рамках τ -приближения имеем

$$j_x = -e \int_0^\infty e^{-\xi} d\xi \sum_{\mathbf{p}} f_0(\mathbf{p}) v_x \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} (\mathbf{A}^{\text{ac}}(t) - \mathbf{A}^{\text{ac}}(t - \tau\xi)) \right), \quad (3)$$

где $f_0(\mathbf{p})$ – равновесная функция распределения, $v_x = \partial\varepsilon/\partial p_x$. Для вычисления постоянной составляющей плотности тока разложим подынтегральное выражение (3) в ряд по потенциалу A^{ac} :

$$j_x = -e \int_0^\infty e^{-\xi} d\xi \sum_{\mathbf{p}} f_0(\mathbf{p}) \sum_n \frac{e^n}{n! c^n} \left((\mathbf{A}^{\text{ac}}(t) - \mathbf{A}^{\text{ac}}(t - \tau\xi)) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right)^n v_x(\mathbf{p}). \quad (4)$$

Известно, что эффект генерации постоянного тока проявляется в третьем порядке по полю [5]. Считая интенсивность переменных полей достаточно малой, оставим в сумме по n (4) слагаемые, степени которых не превышают $n=3$, и учтем следующие соотношения:

$$\partial_{p_x}^n \partial_{p_y}^k v_x(p_x, p_y) = (-1)^{n+1} (-1)^k \partial_{p_x}^n \partial_{p_y}^k v_x(-p_x, -p_y), \quad \langle A_{x,y}^{\text{ac}}(t) \rangle = 0.$$

В результате получим для постоянной составляющей плотности тока $j_x^{\text{dc}} \equiv \langle j_x(t) \rangle$ следующее выражение ($\omega\tau \gg 1$):

$$j_x^{\text{dc}} = \frac{e^4 n_0 v_F^4}{16 \varepsilon_\perp^3 \omega^4 \tau} \alpha_\perp \left(\frac{V_0}{\varepsilon_\perp} \right) E_1 E_2^2 \cos 2\theta, \quad (5)$$

где n_0 – концентрация свободных носителей заряда в биграфене,

$$\alpha_\perp(u) = \frac{1}{\beta(u)} \sum_{\mathbf{q}} \frac{\partial^2 \chi}{\partial q_x^2 \partial q_y^2} e^{-\frac{\varepsilon_\perp \chi(q_x, q_y, u)}{kT}}, \quad \beta(u) = \sum_{\mathbf{q}} e^{-\frac{\varepsilon_\perp \chi(q_x, q_y, u)}{kT}}, \quad (6)$$

T – температура. В пределе низких температур $kT \ll \varepsilon_\perp$ имеем:

$$\alpha_\perp(u) = \frac{2(4 - u^2(2 + u^2))(10 + u^2 + 5u^4 + 3u^6)}{u(1 + u^2)^{9/2}}. \quad (7)$$

Аналогично находим плотность тока, возникающую в биграфене под действием бихроматического электрического поля, векторный потенциал которого в графеновой плоскости равен

$$\mathbf{A}^{\text{ac}}(t) = -\frac{c}{2\omega} (E_1 \sin 2\omega t + 2E_2 \sin(\omega t + \theta), 0, 0). \quad (8)$$

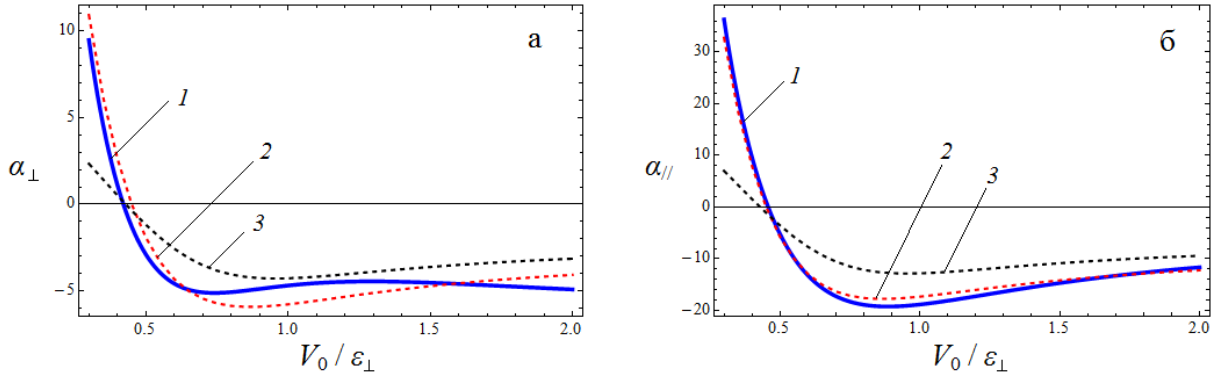


Рис. 2. Зависимость параметров α_{\perp} (а) и α_{\parallel} (б) от величины V_0 : 1) $T=0$ К; 2) $T=4.2$ К; 3) $T=77.4$ К.

В рамках τ -приближения получается следующий результат ($\omega\tau \gg 1$):

$$j_x^{\text{dc}} = \frac{3n_0 e^4 v_F^4}{16\epsilon_{\perp}^3 \omega^4 \tau} \alpha_{\parallel} \left(\frac{V_0}{\epsilon_{\perp}} \right) E_1 E_2^2 \cos 2\theta, \quad \alpha_{\parallel}(u) = \frac{1}{\beta(u)} \sum_q \frac{\partial^4 \chi}{\partial q_x^4} e^{-\frac{\epsilon_{\perp} \chi(q_x, q_y, u)}{kT}}. \quad (9)$$

В пределе низких температур $kT \ll \epsilon_{\perp}$ имеем:

$$\alpha_{\parallel}(u) = \frac{6(4-u^2)(2+u^2)(6+11u^2+7u^4+u^6)}{u(1+u^2)^{9/2}}. \quad (11)$$

Зависимости параметров α_{\perp} и α_{\parallel} , входящих в формулы для постоянных составляющих плотности тока (5) и (9), от величины V_0 , построенные для различных температур, приведены на рисунках 2а и 2б соответственно. Из графиков видно, что существуют такие значения параметра V_0 , при которых постоянная составляющая плотности тока меняет знак. Таким образом, изменение разности потенциалов между графеновыми слоями позволяет контролировать как величину, так и направление выпрямленного тока. То есть внешнее поперечное напряжение в этом случае играет роль своеобразного «ключа». Стоит отметить, что выпрямленный ток возникает и в случае, когда направления колебаний синусоидальных электрических полей взаимно перпендикулярны (формула (5)), что является следствием неаддитивности электронного спектра биграфена (1).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/ПЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. McCann. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 161403.
2. E. McCann, M. Koshino. // Rep. Prog. Phys. 2013. V. 76. P. 056503.
3. K. Majumdar, et al. // at, Y.-M. Lin. Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 123504.
4. Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков. // ФТТ. 2010. Т. 52. В. 4. С. 746.
5. К. Зеегер. «Физика полупроводников». М.: Мир, 1977, 615 с.

Особенности дифракции электромагнитного излучения на стохастических фрактальных структурах

А.Ю. Мишин¹, А.А. Каштанов¹, П.В. Короленко^{1,2}, Р.Т. Кубанов¹

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,

²Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

andreykash1@yandex.ru

Изучение дифракции электромагнитного излучения на фрактальных объектах является важным разделом современной фрактальной оптики. Результаты исследований, выполненных в данном направлении, имеют как общефизическую значимость, так и большое прикладное значение. Благодаря развитым методам расчета взаимодействия излучения с фрактальными системами были определены характеристики целого ряда новых оптических элементов и устройств, значительно расширивших инструментарий физической и технической оптики. Среди направлений анализа дифракционных эффектов на фрактальных структурах можно отметить использование представлений о характере дифракции на фрактальных структурах в медицине. В частности, указные эффекты нашли применение в такой интенсивно развивающейся области медицины, как арт-терапия [1]. Проведение расчетов, характеризующих особенности дифракции на фрактальных структурах как правило, бывают нацелены на определение пространственных спектров дифрагировавших световых пучков, однако, несмотря на значительный объем литературных сведений относительно спектрального состава излучения, ряд важных вопросов остаётся неизученным, или изученным не в полной мере. В частности, недостаточно полно отражены данные об особенностях пространственных спектров, относящихся к различным типам фрактальных систем. Целью данной работы является сопоставление спектральных характеристик фрактальных и фракталоподобных структур, обладающих различными самоподобными признаками и имеющих как детерминированный, так стохастический характер.

В рамках данной работы были смоделированы различные одномерные и двумерные фрактальные структуры. На Рис.1 изображена одномерная структура Кантора [2,3], являющаяся чисто фрактальной, и её пространственные спектры.

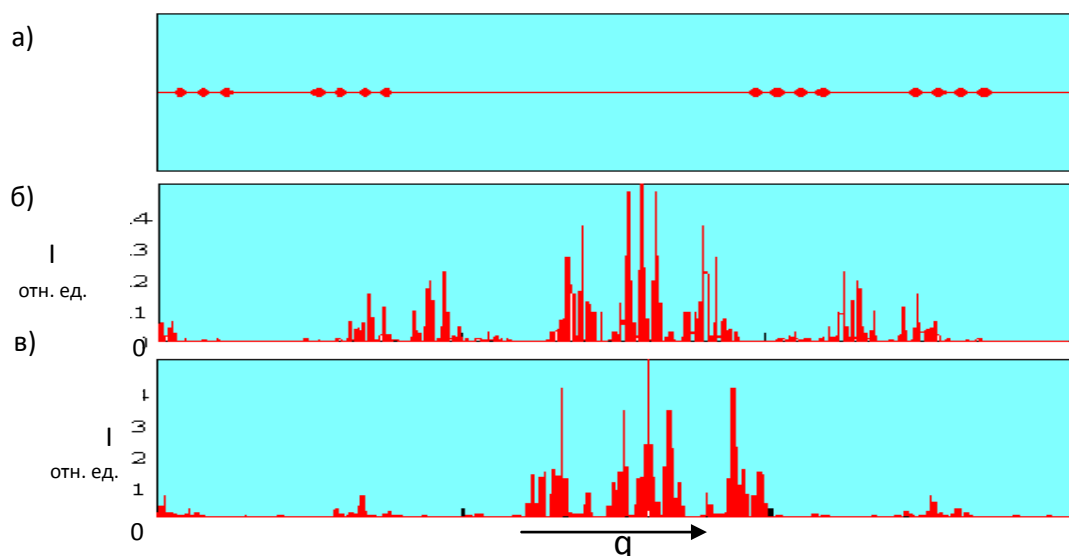


Рис.1. Система Кантора; а - структура, б - пространственный спектр невозмущенной системы, в - спектр при наличии возмущения, I -интенсивность, q -пространственная частота.

Если на Рис. 1б пространственный спектр соответствует классической триадной структуре, то изображенный на Рис.1в спектр относится к случаю, когда в изначальную структуру внесены малые случайные изменения в величину присутствующих в структуре лакун. Как видно из графиков, наличие искажений не приводят к кардинальным изменениям в форме спектров, имеющих самоподобный характер.

Похожую стабильность к возмущениям демонстрирует система Морса-Туэ, не являющаяся чисто фрактальной, но обладающая внутренней симметрией самоподобия [2,3]. Её пространственным спектром также присуще самоподобие и при стохастических возмущениях сохраняется узнаваемость спектра, что можно видеть из Рис.2.

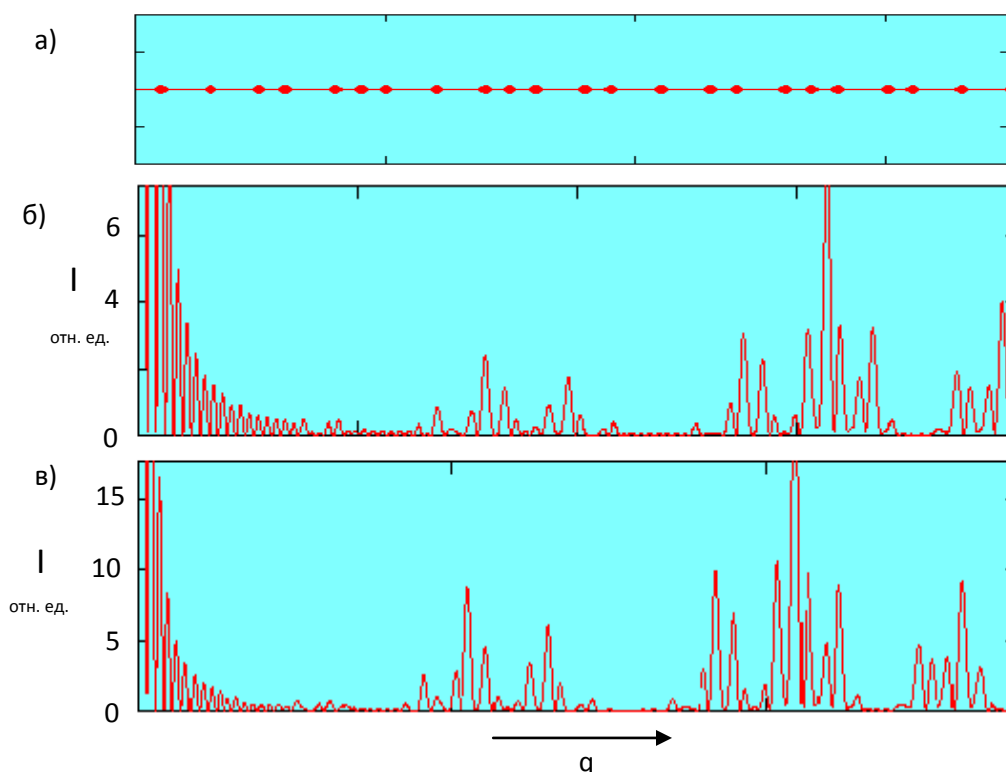


Рис.2. Система Морса-Туэ; а - структура, б - пространственный спектр невозмущенной системы, в - спектр при наличии возмущения.

Был рассмотрен спектральный состав излучения некоторых пространственно временных стохастических структур, построенных с использованием функции Вейерштрасса со значениями X_k :

$$X_k := \sqrt{2} \cdot \sigma \cdot \frac{\frac{1}{2} \sum_{n=0}^N \left[b^{(D-2) \cdot n} \cdot \sin\left(2 \cdot \pi \cdot s \cdot b^n \cdot k + \psi_n\right)\right]}{\left[1 - b^{(2 \cdot D - 4) \cdot (N+1)}\right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (1)$$

где σ – стандартное отклонение, b, s – параметры пространственно-частотного масштабирования, D – фрактальная размерность, $N+1$ – количество гармоник, ψ_n – фаза, распределенная случайным образом на интервале $[0, 2\pi]$, k – величина, характеризующая поперечную координату в дискретном представлении. На Рис.3 представлен график функции и её спектр. Анализ спектра показал, что его форма также обладает самоподобием, и слабо зависит от случайного распределения фаз гармоник функции Вейерштасса.

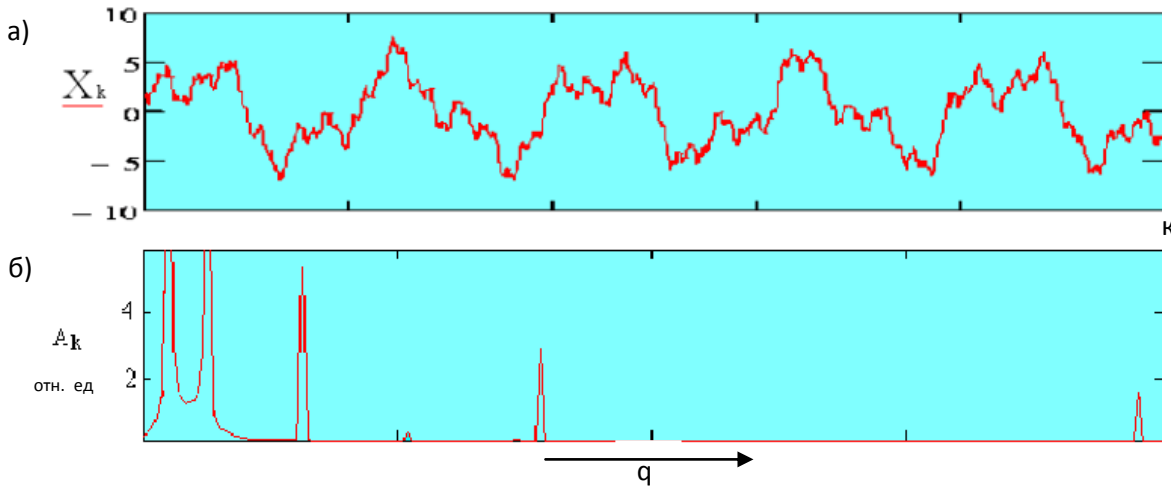


Рис.3. Функция Вейерштасса (а) и её фурье спектр (б), $\sigma=3.3$, $b=2.5$, $D=1.3$, $s=0.005$.

На Рис.4 представлен график двумерной функции Вейерштасса и её фурье спектр. В нем тоже можно увидеть свойственное всем фрактальным структурам самоподобие. Двумерная функция Вейерштасса задавалась с помощью выражения [3]

$$W(x, y) = C_w \cdot \sum_{n=0}^{N-1} b^{(D-3)n} \sum_{m=1}^M \sin \left[K \cdot b^n \cdot \left(x \cdot \cos \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m}{M} \right) + y \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m}{M} \right) \right) + \phi_{n,m} \right] \quad (2)$$

где C_w — константа, характеризующая амплитудные значения функции Вейерштасса; $b > 1$ — параметр пространственно-частотного масштабирования; D — фрактальная размерность ($2 < D < 3$); K — основное пространственное волновое число; N и M — число гармоник; $\phi_{n,m}$ — фаза, заданная в интервале $[-\pi; \pi]$. Использовались следующие значения параметров: $C_w=0.3$, $b=2.0$, $D=2.21$, $K=1.5$, $N=15$, $M=30$.

Спектральные пики на рис.4б формируют кольцевые распределения на разных расстояниях от нулевой частоты. Кольцевые распределения спектральных максимумов помечены цифрами 1-5. Отношения радиусов колец $\frac{r_i}{r_{i-1}}$ оказываются равными

величине $\xi=2.0$. Это указывает на самоподобный характер спектра Фурье двумерной функции Вейерштасса. Как показали расчёты, форма распределения спектральных компонент двумерной функции слабо зависит от изменения параметров функции ($C_w, q, D, K, N, M, \phi_{n,m}$). Так, увеличение фрактальной размерности D приводит к увеличению степени изрезанности графика функции Вейерштасса и к появлению некоторого количества дополнительных спутников у располагающихся по кольцам спектральных максимумов.

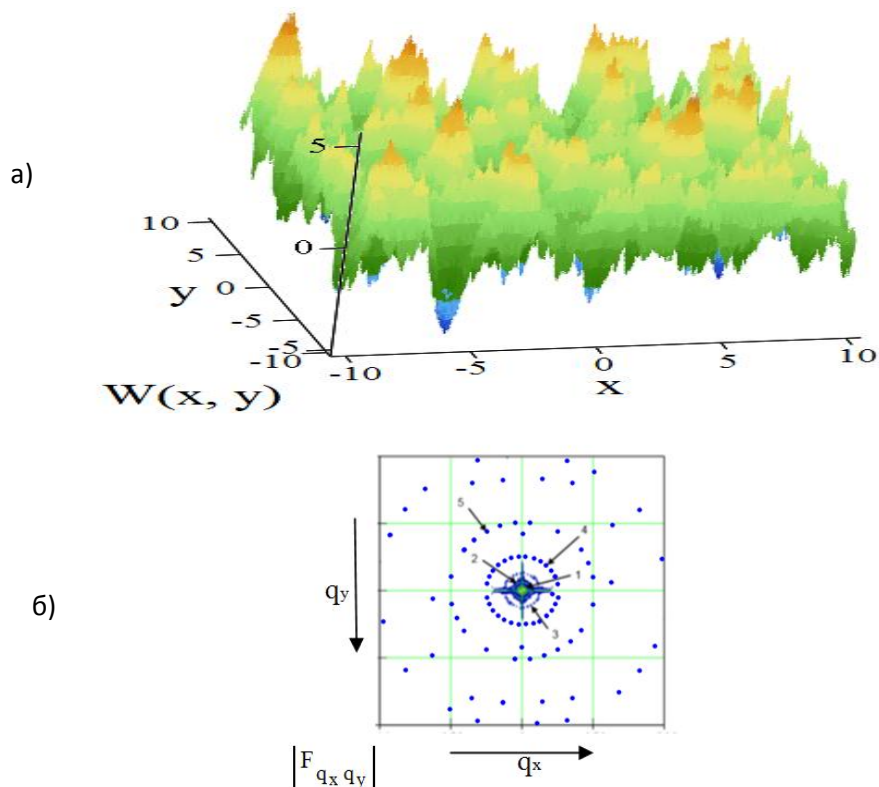


Рис. 4. 3D-представление функции Вейерштрасса при $D=2.21$ (а) и её фурье-спектр (б). $W(x, y)$ — значение амплитуды по поперечным координатам, F_{q_x, q_y} — амплитудные коэффициенты фурье-разложения, q_x, q_y — пространственные частоты.

В дополнение к описанным выше системам был рассмотрен ряд других фрактальных и фракталоподобных структур, характеризующихся фрактальными признаками и наличием стохастических возмущений (Фибоначчи, Двойного периода, Колакоски, траектории броуновского движения). Несмотря на различия в структуре перечисленных объектов и методов построения, их пространственные спектры обладают общим свойством, обусловленным их самоподобным характером. Это обстоятельство имеет важное значение при зрительном восприятии структуры объектов. В частности, данный факт может объяснить эффективность приложений фрактальной оптики в медицине. Существенным результатом проведенных исследований является то, что спектры фрактальных структур являются весьма устойчивыми к возмущениям их геометрии. Тем самым, многие характеристики структур с самоподобными элементами могут быть распространены и на широкий класс фракталоподобных систем с нечетко выраженными фрактальными признаками.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Каштанов, П.В. Короленко, А.Ю. Мишин // Здоровье и образование в 21 веке. 2017. Т. 2. С. 90.
2. E.L. Albuquerque, M.G. Cottam // Physics Reports. 2003. V. 376. P. 225.
3. А.М. Зотов, П.В. Короленко, А.Ю. Мишин // Кристаллография, 2010. Т. 55. № 6. С. 965.
4. А.А. Потапов “Фракталы в радиофизике и радиолокации” М.: Логос, 2002.

Оценивание искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям спутниковых систем связи

Л.Е. Назаров, В.В. Батанов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино
nazarov@ire.rssi.ru, bvitaly@inbox.ru

При распространении по спутниковым линиям передачи сигналы испытывают фазо-частотные и амплитудно-частотные искажения за счет влияния ионосферы как дисперсионной среды [1,2,3]. Эти искажения приводят к энергетическим потерям при корреляционной обработке, составляющей основу алгоритмов синхронизации и демодуляции сигналов в приемных устройствах [4].

Актуальной является проблема аналитического описания искажений цифровых сигналов с фазовой манипуляцией и радиоимпульсов и оценивание энергетических потерь за счет влияния ионосферы спутниковых линий передачи.

В докладе при решении данной проблемы рассмотрены методы описания радиоимпульсов при их распространении по ионосферным линиям передачи, приведены методы оценивания энергетических потерь и их количественные оценки при корреляционной обработке радиоимпульсов и цифровых сигналов с расширенным частотным спектром по отношению к распространению в свободном пространстве.

Методы описания сигналов и радиоимпульсов при их распространении по ионосферным линиям относятся к двум общим классам – во временной и в частотной областях. Эти методы основаны на представлении действия ионосферной линии в виде линейной стационарной фильтрации [1,2].

При использовании методов описания во временной области сигналы $\hat{s}(z,t)$ на выходе ионосферной линии на высоте z задаются соотношением свертки

$$\hat{s}(z,t) = \int_0^T s(\tau)h(z,t-\tau)d\tau, \text{ здесь } h(z,\tau) - \text{ импульсная характеристика.}$$

Одно из известных выражений для $h(z,\tau)$ имеет вид [5]

$$h(z,\tau') = \delta(\tau') - u(\tau') \frac{2\pi f_{p,\text{эф}}(z,f)\sqrt{z}}{\sqrt{2c\tau'}} J_1\left(4\pi f_{p,\text{эф}}(z,f)\sqrt{\frac{z\tau'}{2c}}\right). \quad (1)$$

Здесь $\delta(\tau)$ - дельта-функция; $\tau' = \tau - z/c$; $u(\tau)$ - функция единичного скачка; $J_1(x)$ - модифицированная функция Бесселя первого рода 1-го порядка; $f_{p,\text{эф}}$ - значение собственной частоты.

Во второй класс входят методы описания в частотной области

$$\hat{s}(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{g}(f)\dot{H}(z,f)\exp(j2\pi f t)df. \text{ Здесь } \dot{g}(f) - \text{ спектр сигнала } s(t); \dot{H}(z,f) -$$

коэффициент передачи. Коэффициент передачи ионосферной линии $\dot{H}(z,f)$ задается

$$\text{соотношением [1]} \quad \dot{H}(f,z) = \exp\left(j2\pi f \int_0^z \frac{dx}{c\phi}\right). \text{ Здесь } c\phi - \text{ фазовая скорость}$$

гармонического сигнала. При вычислении коэффициента передачи ионосферной линии $\dot{H}(z,f)$ необходимо учитывать рефракцию сигналов и радиоимпульсов при их распространении, а также зенитный угол направления прямой видимости θ_A [4].

С учетом приведенных методических подходов для описания искажений сигналов и цифровых сигналов при их распространении по ионосферным линиям разработаны методы оценивания соответствующих энергетических потерь ΔE по отношению к распространению в свободном пространстве [4].

В таблице 1 приведены численные оценки энергетических потерь ΔE для углов направления $\theta_A = 0^0$, $\theta_A = 60^0$. Варьируемым параметром является длительность T радиоимпульсов в составе цифровых сигналов. Видно, что с уменьшением длительности T наблюдается увеличение значений ΔE - при $T = 100$ нсек имеем $\Delta E = -0.80$ дБ для $\theta_A = 0^0$, $\Delta E = -0.90$ дБ для $\theta_A = 60^0$; при $T = 30$ нсек соответственно имеем $\Delta E = -1.75$ дБ для $\theta_A = 0^0$, $\Delta E = -3.75$ дБ для $\theta_A = 60^0$.

В таблице 1 приведены также соответствующие оценки энергетических потерь $\Delta E_{\text{ИМ}}$ при распространении радиоимпульсов с прямоугольной огибающей по рассматриваемым ионосферным линиям передачи. Наблюдаемые значения энергетических потерь для сигналов ΔE превышают значения энергетических потерь для радиоимпульсов $\Delta E_{\text{ИМ}}$, например, для $\theta_A = 60^0$; при $T = 30$ нсек имеем $\Delta E = -3.75$ дБ и $\Delta E_{\text{ИМ}} = -3.25$ дБ. Эти отличия объясняются наличием межсимвольных помех при передаче сигналов.

Оценивание эффективности рассматриваемых искажений цифровых сигналов с расширенным частотным спектром с различными типами манипуляции является направлением перспективных исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№16-07-00746).

T, нсек	100	90	80	70	60	50	40	30	20
$\theta_A = 0^0$									
ΔE , дБ	-0.65	-0.75	-0.80	-0.95	-1.05	-1.25	-1.60	-1.70	-4.20
$\Delta E_{\text{ИМ}}$, дБ	-0.55	-0.65	-0.70	-0.85	-0.95	-1.15	-1.40	-1.55	-3.80
$\theta_A = 60^0$									
ΔE , дБ	-0.86	-1.00	-1.05	-1.20	-1.55	-1.65	-1.85	-3.45	-7.10
$\Delta E_{\text{ИМ}}$, дБ	-0.76	-0.90	-0.98	-1.08	-1.37	-1.40	-1.65	-3.08	-6.25

Таблица 1. Оценки энергетических потерь $\Delta E_{\text{ИМ}}$ и ΔE при распространении радиоимпульсов и цифровых сигналов по ионосферной линии передачи в зависимости от длительности T радиоимпульса (центральная частота $f_0 = 400$ МГц).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л. Гинзбург “Распространение электромагнитных волн в плазме” М.: Наука. 1967.
2. Н.А. Арманд // Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. №9. С. 1045.
3. Ю.В. Гуляев, Г.М. Стрелков // Доклады Академии наук. 2006. Т.408. №6. С.754.
4. Л.Е. Назаров, В.В. Батанов // Электромагнитные волны и электронные системы. 2016. Т.21. №5. С. 37.
5. S.L. Dvorak, D.G. Dudley // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 1995. V.37. N2. P.192.

Пространственно-временная структура распределения интенсивности сигнального пучка, отраженного ретрорефлектором

А.М. Сажин¹, Е.А. Бабанин¹, А.В. Бланк², В.В. Капранов², Н.А. Сухарева¹,
В.Ю. Тугаенко²

¹Московский Государственный Университет имени М. В. Ломоносова

²Ракетно-Космическая Корпорация «Энергия» имени С.П. Королева

kzsanam@gmail.com

Проблемой использования ретрорефлекторов для изучения прохождения лазерного пучка в атмосфере занимаются многие исследовательские лаборатории и предприятия. Угловые отражатели давно используются для определения ключевых характеристик оптической трассы и изучения турбулентности атмосферы. Ретрорефлектор — это устройство в виде прямоугольного тетраэдра со взаимно перпендикулярными отражающими плоскостями. Главной его особенностью является то, что луч,

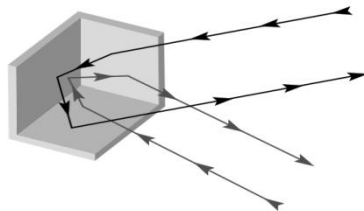


Рис. 1. Модель ретрорефлектора.

падающий на угловой отражатель, отражается строго в обратном направлении. При анализе возвращаемых ретрорефлектором сигналов можно «снимать» богатый набор информационных параметров – определять ориентацию ретрорефлектора, суммарную мощность возвращаемого сигнала и его вариацию во времени, угловой спектр возвращаемого сигнала, распределение интенсивности в пространстве и во времени. Конечной задачей изучения использования ретрорефлектора на открытой оптической трассе – это его дальнейшее использование для зондирования атмосферы и измерения ее характеристик при передаче сигналов. Его использование должно помочь в предсказании параметров атмосферы, которые сильно влияют на распространение лазерного излучения. Это нужно для более эффективной и стабильной передачи энергии на оптической трассе, что в последствии используется для питания дронов и крупных космических объектов, в том числе в аварийной ситуации вплоть до посадки.

На модели оптической трассы проанализировано влияние на профиль пучка его дифракционной расходимости в свободном пространстве, дифракции на мелкодисперсионных примесях, рассеяния света на неоднородностях, которые создают воздушные потоки, и так же турбулентности, которая оказывает огромное влияние на форму пучков. Для описания распространения светового пучка в атмосфере его форма напрямую зависит от показателя преломления, который в тропосфере меняется по следующему закону в зависимости от температуры и давления [3]:

$$(n-1)10^6 = \frac{79}{T} \left(P + \frac{4800}{T} \right) \quad (1)$$

Для определения параметров турбулентной среды, таких как постоянная структуры (C_n^2) , внутренних (l_0) и внешних L_0 размеров турбулентности, необходимых

для контроля влияния атмосферы на распространяющийся пучок существуют специальные аппаратные комплексы. Однако данные системы громоздки и их развертывание предполагает монтаж на выходе трассы специализированных анализаторов, что не всегда удобно и зачастую невозможно в реальных условиях. Использование ретрорефлекторов позволяет совместить размещение излучателя и анализатора, развернув зондирующий пучок ретрорефлектором. Например, при контроле индекса мерцаний, определяемого как второй центральный момент для временного ряда интенсивности возвращаемого сигнала ($\sigma_I^2 = I^2 / \langle I^2 \rangle - 1$, где I — это интенсивность пучка, $\langle \dots \rangle$ — усреднение по ансамблю реализаций) с помощью ретрорефлектора может быть получена постоянная структура атмосферного канала[4].

Для первичного анализа распространения многокомпонентных пучков на открытой трассе было проведено моделирование процесса распространения пучка в турбулентной атмосфере методом множественных фазовых экранов. Дифракционное расхождение, которое испытывает пучок при прохождении в пространстве описывается интегралом Френеля:

$$U(x_2, y_2) = \frac{e^{ikz}}{i \lambda \Delta z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x_1, y_1) e^{i \frac{k}{2 \Delta z} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]} dx_1 dy_1 \quad (2)$$

Отметим, что рассматривается ближняя зона дифракции, поскольку рэлеевская длина для используемых в эксперименте пучков и их мультиплексов соизмеримы с размером трассы. Фазовые экраны, имитирующие среду, подчиняются статистике модифицированного закона Кармана:

$$\Phi_n^{mvK}(k) = 0.033 C_n^2 \frac{\exp(-k^2 / k_m^2)}{(k^2 + k_0^2)^{1/6}} \quad (3)$$

Фактически мы работаем в приближении модели замороженной турбулентности. Помимо случайных вариаций рефракционных параметров оптически прозрачной среды

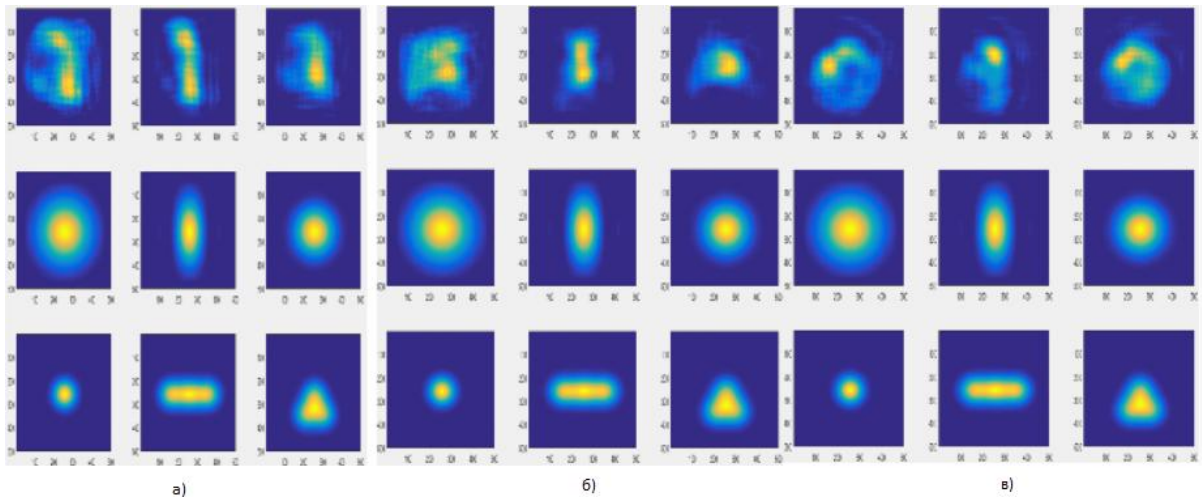


Рис. 2. Результаты моделирования профиля интенсивности пучка после распространения в свободном пространстве.

а) при параметре Рытова 0.3, б) при параметре Рытова 0.5, в) при параметре Рытова 2.5.

Пояснение к строкам снизу-вверх: профили интенсивности пучка на входе, профили после распространения в вакууме, профили пучка после распространения с учетом турбулентности.

в процессе моделирования исследовалась возможность коррекции топологии волнового фронта регулярными оптическими элементами, такими как линзы и зеркала, плоскопараллельные пластинки. При моделировании использовались гауссовы и мультигауссовы пучки. Типичные наборы профиля распределения интенсивности в сечении, перпендикулярном направлению распространения, для многокомпонентных гауссовых пучков (уединенный пучок, горизонтальный триплет и тригональный мультиплет) приведен на рис.2. Примеры прохождения пучков через виртуальную трассу даны при различных значениях параметра Рытова. Отметим, что профили пучков после распространения в вакууме показывают результаты, хорошо согласующиеся и с теоретическими прогнозами. Распределения интенсивности на выходе из возмущенной турбулентностью атмосферы не учитывают пространственной анизотропии среды, процессов формирования когерентных турбулентных структур, различных динамических хаотических явлений, наблюдаемых в эксперименте.

Экспериментальный контроль распределения интенсивности выполнен на слабо наклонной атмосферной трассе длиной 1350м. Погодные условия, в которых ставится эксперимент, меняются от спокойных состояний трассы с незначительным ветром до сильных снегопадов и дождей, что сильно влияет на вид, принимаемого профиля. В эксперименте используется ретрорефлектор с диаметром 60мм при апертуре пучка 100мм, то есть апертура принимаемого пучка мала относительно апертуры падающего. Помимо экспериментальных серий, получаемых при однократном режиме, проводится синхронная регистрация для сигнала, возвращаемого ретрорефлектором. Частота опроса регистратора меняется в диапазоне от 100Гц до 1кГц, временная экспозиции не превышает 100мкс. Профили распределения интенсивности отраженного от ретрорефлектора сигнала приведены на рис.3.

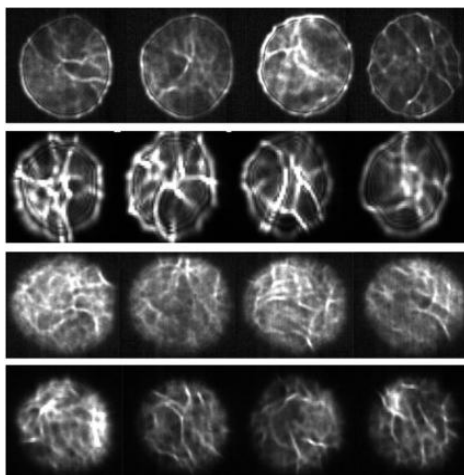


Рис. 3. Профили пучков, полученные на экспериментальной трассе в нескольких плоскостях формирования изображения.

Сверху-вниз: в фокальной плоскости объектива и слабой турбулентности, фокальной плоскости и сильном развитии турбулентности, дофокальной плоскости объектива и слабой турбулентности, дофокальной плоскости и сильном развитии турбулентности.

Регистрация выполнена при наведении объектива регистратора на различные сечения вплоть до бесконечности, интерференционные кольца, видимые на верхней строке изображений образованы в результате дифракции излучения на входной апертуре объектива. Искривление контура изображения связаны с вариацией наклона волнового фронта возвращаемого волнового пучка. Профили каустик позволяют определить характерные линейные размеры и глубину модуляции оптической

плотности среды, динамика и перемещений, и трансформации – геометрию турбулентных течений на трассе. Трансфокальная перестройка оптических параметров регистратора возвращаемого излучения, обращение волнового фронта, выполняемое ретрорефлектором, позволяют существенно увеличить диагностический потенциал метода активного локационного зондирования открытых оптических трасс.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Кравцов // Квант, 1978. № 12.-С. 7.
2. Г.Н. Доля, “Обработка информации в технических системах”, 2010.
3. В.И. Кляцкин, “Динамика стохастических систем”.
4. Т. И. Арсеньян, “Распространение электромагнитных волн в тропосфере”.
5. М. А. Vorontsov // Applied optics, 2016.
6. J. D. Schmidt // Numerical Simulation of Optical Wave Propagation, with Examples in MATLAB, SPIE, 2010.

Вклад термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов в энергетическую светимость плоской грани металлического тела

И.Ш. Хасанов¹, А.К. Никитин¹, Та Тху Чанг²

¹ Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342 Москва

² Российский университет дружбы народов, 117198, Москва
tranghtv2001@yahoo.com

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) – комплекс волны свободных зарядов на поверхности металла и эванесцентной (неизлучающей) p -поляризованной электромагнитной волны [1]. Генерация ППП возможна не только внешним излучением, но и оптическими фононами (квантами тепловых колебаний ионов кристаллической решётки) самого металлического тела [2].

В [3] установлено, что: 1) полная энергия всего ансамбля ТППП, генерируемых на единичной площадке поверхности, пропорциональна кубу температуры (а не её четвёртой степени, как для АЧТ); 2) спектр ТППП смещен относительно спектра АЧТ в сторону больших длин волн; 3) спектр ТППП подчиняется закону Вина, но с меньшей константой. Однако эти утверждения могут оказаться не вполне справедливыми, если ТППП пробегают расстояние превышающее размер единичной площадки, т.е. - для макроскопических образцов. Основной причиной такого отличия является затухание ТППП (пропорциональное ω^2), обусловленное их джоулевыми потерями.

Известны работы по наблюдению излучения ТППП у края металлической пластины [4, 5]. Однако всё, что авторам этих работ удалось – это зарегистрировать существенно повышенную яркостную температуру рёбер образцов (при длине волны $\lambda \approx 7 \div 9$ мкм), превышающих их реальную температуру приблизительно на 100 °С.

В докладе приведена аналитическая модель спектра ТППП, прошедших по образцу макроскопическое расстояние (превышающее длину распространения L ТППП с наибольшей частотой) и учитывающая зависимость спектра ТППП от температуры. Выполнены эксперименты по детектированию излучения ИК ТППП, дифрагирующих на ребре образца, и исследованию зависимости интегральной интенсивности этого излучения от размера излучающей грани.

Аналитическая модель и численное моделирование

Для разработки модели спектра ИК ТППП, генерируемых линейкой излучателей с характерным размером r каждый, использована формула для спектральной плотности мощности излучения ИК ТППП, генерируемых на площадке с размером $\lambda_{max} \ll r \ll L_{min}$ (здесь λ_{max} – максимальная длина волны рабочего диапазона; L_{min} – длина распространения ППП с наибольшей частотой ω_{max} ; $L(\omega) = [2 \cdot \text{Im}(k_{ППП})]^{-1}$; $k_{ППП}$ – волновое число ППП) [3]:

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

(1)

где c – скорость света в вакууме; ω_p – плазменная частота металла; $\beta = 1/(k_B T)$, k_B – постоянная Больцмана, T – температура образца.

Чтобы рассчитать спектральную плотность мощности излучения ИК ТППП u_{ω}^* в конце линейки (длиной l) элементарных источников, необходимо учесть экспоненциальное затухание ТППП с расстоянием x :

$$u_{\omega}^*(l) = u_{\omega} \times \int_0^l \exp\left(-\frac{x}{L(\omega)}\right) dx. \quad (2)$$

Тогда, энергетическую светимость ТППП I_{Σ} на конце такой линейки в диапазоне частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$ можно рассчитать по формуле:

$$I_{\Sigma} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} u_{\omega}^* d\omega. \quad (3)$$

На Рис.1 - расчётная зависимость $I_{\Sigma}(\omega_2)$ для дюралевого образца ($\omega_p = 119000 \text{ см}^{-1}$) от его длины l при $T=300 \text{ К}$, $\omega_1 = 1 \text{ ТГц}$, $\omega_2 = 150 \text{ ТГц}$.

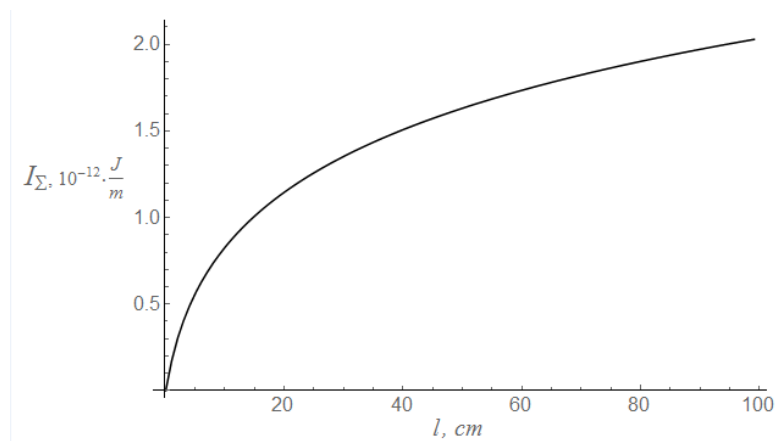


Рис.1. Расчётная зависимость энергетической светимости I_{Σ} ТППП с частотами от 1 до 150 ТГц на крае дюралюминиевой линейки от её длины l при $T=300 \text{ К}$.

Измерение энергетической светимости ТППП у края Al образца

Измерения были выполнены в Сибирском ЦКП синхротронного и ТГц излучения (г. Новосибирск). Исследуемым образец - дюралевый брусок ($120 \times 30 \times 25 \text{ мм}^3$) с полированными гранями и внедрёнными в него нагревателем и термопарой. Регистрация излучения, испускаемого гранями, с целью повышения соотношения сигнал/шум, выполнялась с применением метода синхронного детектирования. Для этого излучение модулировалось с частотой 10 Гц обтюратором и поступало на приёмник (ячейка Голея GC-1D, рабочий диапазон $1 \div 8000 \text{ мкм}$), установленный на перемещаемой вдоль плоскости торца образца (ось x) платформе и подключённый к синхронному усилителю SR-830, настроенному на частоту обтюратора.

На рис.2 представлены зависимости интегральной интенсивности I_{Σ} обеих компонент излучения, испускаемого с ребра грани образца при $T=209^{\circ}\text{C}$ и измеренные на расстоянии 170 мм от его торца с применением плёночного полиэтиленового поляризатора фирмы TYDEX (прозрачен для $\lambda \geq 7 \text{ мкм}$). В области торца интенсивности компонент одинаковы, но за пределами проекции торца на ось x p -компонента имеет

максимумы (пики), отстоящие от плоскостей боковых граней на 2.5° , что согласуется с данными о дифракции ИК ТППП на прямоугольном ребре образца [6]. Учитывая равенство интенсивностей компонент при малых углах наблюдения, можно утверждать, что вклад ТППП в энергетическую светимость ребра края в областях пиков p -компоненты равен разности сигналов компонент (обозначена красная стрелка) и достигает почти 30%. Некоторое превышение интенсивности неполяризованного излучения над суммой интенсивностей обеих компонент объясняется поглощением излучения поляризатором и френелевскими потерями (на отражение) от него.

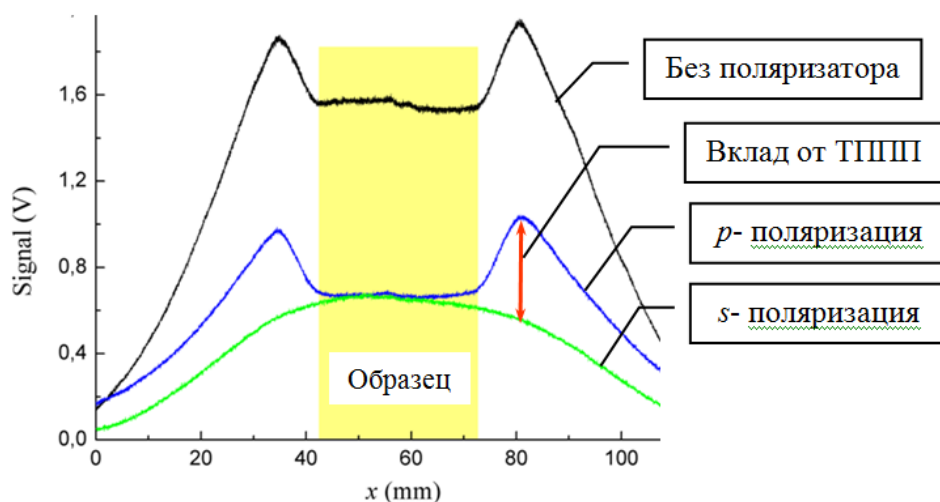


Рис.2. Распределение интегральной интенсивности (энергетической светимости) I_Σ ТППП с $\lambda \geq 7$ мкм и её p - и s -компонент у торца дюралюминиевого образца при $T=209^\circ\text{C}$.

На рис.3 представлена зависимость интегральной интенсивности I_Σ p -компоненты излучения от размера y не скрытой экраном части боковой грани образца, измеренная при $T=33^\circ\text{C}$ в точке x , соответствующей вершине пика. Характер полученной зависимости схож с характером расчётной кривой на Рис.1: по мере увеличения длины открытой части грани величина I_Σ возрастает, но стремится к некоторому предельному значению; явление насыщения объясняется неспособностью высокочастотных ТППП достичь края грани вследствие их большого затухания, в то время как фотоны низкочастотных ТППП, имеющих длину распространения больше длины грани, имеют очень малую энергию и дают малый вклад в значение I_Σ . Отметим, что значения длины (l и y) грани на Рис.1 и Рис.3 различаются примерно на два порядка: расчётное значение l превышает реальный размер y грани. Данное различие предсказаний теории и эксперимента объясняется тем, в аналитическая модель учитывает только джоулевы потери ТППП, игнорируя радиационные. Последние же, как показано в [7], могут значительно превышать тепловые потери в ИК диапазоне вследствие рассеяния ТППП на шероховатостях и включениях поверхности.

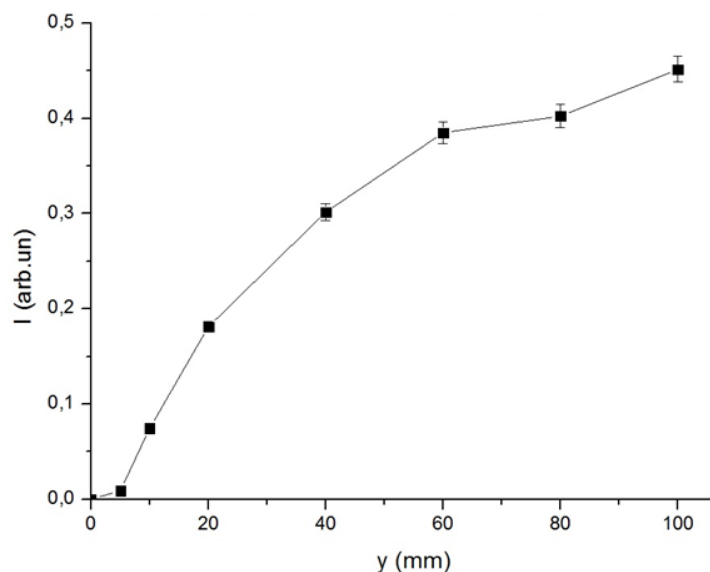


Рис.3. Изменение интегральной интенсивности (энергетической светимости) I_{Σ} ТППП у края грани дюралюминиевого образца при $T=33^{\circ}\text{C}$ по мере увеличения протяжённости y незакрытой экраном части этой грани.

Заключение

Разработана аналитическая модель для расчета, как спектра, так и интегральной интенсивности (энергетической светимости) термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов (ТППП) на крае макроскопического проводящего образца. Выполнены эксперименты по детектированию интегрального излучения инфракрасных ТППП, генерируемых фононами дюралюминиевого образца и дифрагирующих на его ребре. Установлено, что вклад ТППП в энергетическую светимость края грани такого образца достигает почти 30% и зависит не только от температуры образца, но и от протяжённости грани, стремясь к насыщению по мере её увеличения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М. Агранович и Д.Л. Миллс «Поверхностные поляритоны. Поверхностные электромагнитные волны на границах сред» М.: Наука, 1985.
2. Е.А. Виноградов, И.А. Дорофеев “Термостимулированные электромагнитные поля твёрдых тел” М.: Физматлит, 2010.
3. И.Ш. Хасанов, А.К. Никитин, Та Тху Чанг // Физика твёрдого тела. 2016. Т. 56. Вып. 6. С. 1225.
4. Д.А. Минаков и др. // Конденсированные среды и межфазные переходы. 2006. Т. 8. № 2. С. 131.
5. В.Б. Зон и др. // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 3. С. 305.
6. V.V. Gerasimov et al. // J. Opt. Soc. Am. (B). 2013. V. 30. Is. 8. P. 2182.
7. V.V. Gerasimov et al. // J. Opt. Soc. Am. (B). 2016. V. 33. Is. 11. P.2196.

Фемтосекундная внеосевая цифровая голография сфокусированного изображения

А.А. Чипегин, Н.В. Петров, С.Э. Путилин

Университет ИТМО
aachipegin@corp.ifmo.ru

Метод фемтосекундной внеосевой цифровой голографии сфокусированного изображения [1] основан на использовании Титан-сапфировой лазерной системы, генерирующей импульсы фемтосекундной длительности с частотой повторения 1 кГц. Лазерное излучение разделяется на два пучка: пучок накачки и пучок для голографического изображения, причем значительная часть энергии (около 90%) поступает в пучок накачки. Пучок для голографического изображения состоит из объектного и опорного пучка. Для осуществления контроля расположения интерференционных полос, относительно исследуемого объекта, в плечо опорного пучка вводится линия задержки. На рисунке 1 представлены разные пересечения объектного пучка с опорным, в зависимости от времени задержки ($\Delta\tau_1$, $\Delta\tau_2$, $\Delta\tau_3$).

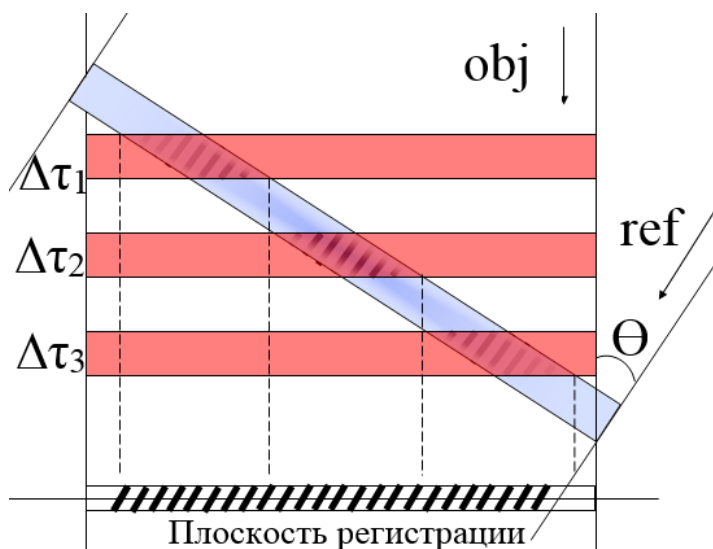


Рис.1. Расположение интерференционных полос при различном времени задержки объектного и опорного пучка.

Ключевой особенностью голографии сфокусированного изображения является возможность переноса изображения за счёт оптических элементов в плоскость регистрации. Среди преимуществ голографии сфокусированного изображения можно выделить следующие: (I) нет необходимости в проведении численного обратного распространения волн в плоскость объекта; (II) возможность построения четырёхфокусной оптической системы, позволяющей перенос изображения в плоскость регистрации с необходимым увеличением; (III) конфигурация сфокусированного изображения позволяет избежать сферических aberrаций чисто оптически.

При использовании фемтосекундных оптических импульсов для регистрации цифровых голограмм существует проблема “сноса” [2]. Интерференционное поле, формируемое двумя пересекающимися импульсами, уменьшается линейно с уменьшением длительности импульса. Схема фемтосекундной цифровой голографии сфокусированного изображения позволяет эффективно решить проблему “сноса” за счёт возможности регистрации серии голограмм, исследуемого объекта.

Пространственное разрешение данного метода зависит от длительности импульсов и углом между импульсами. В отличие от конфигурации Френеля [3], пространственное разрешение голографии сфокусированного изображения не ограничивается размером пикселя. Вводится такое понятие как эффективный пиксель, который зависит линейно от коэффициента увеличения изображения, проводимое с помощью бителецентрической оптической системы. Таким образом, фемтосекундная внеосевая цифровая голография позволяет регистрировать увеличенное изображение с помощью серии субголограмм. Каждая субголограмма отвечает за отдельный участок объекта.

На рисунке 2 представлены возможности бителецентрической системы улучшать пространственное разрешение:

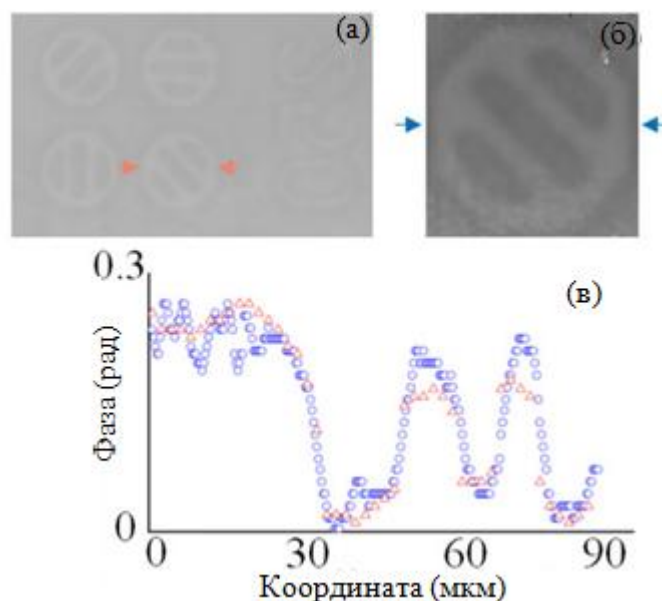


Рис.2 Тестовый объект (а), (б) и поперечные сечения объекта (в), разрешенные с помощью двух бителецентрических систем с различными увеличениями: (а) – коэффициент увеличения 1.5, (б) – коэффициент увеличения 6

На рисунке 2 видно, что объект, разрешенный с помощью системы сфокусированного изображения с коэффициентом увеличения 6, имеет большее количество точек на единицу длины (мкм). Система с коэффициентом увеличения 1.5 сглаживает фазу по краям объекта.

Система была апробирована в исследовании динамического изменения показателя преломления воздуха в процессе филаментации лазерного излучения в пучке накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. V. Petrov et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. Vol. 110, No 17. P. 5
2. L. Zhu et al. // Opt. Eng. 2013. Vol.1, No 52, P. 091703
3. L. Zhou et al. // Appl. Opt. 2010. V. 1. No 49. P. 2510