
ОБЩАЯ ФИЗИКА

**ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ
ДЛЯ ЛЕЧЕНИЯ ГЛАУКОМЫ****С.А. Семиков***Нижегородский госуниверситет*

Глаукома – это заболевание глаз, вызванное повышенным давлением внутриглазной жидкости, выжимающим зрительный нерв из глазного яблока. При этом, от дефицита кровоснабжения, повреждения и атрофии сетчатки со зрительным нервом, больные теряют зрение (глаукома ответственна за 13% слепых в мире). Глаукому лечат, производя микрохирургические операции на глазу, проделывая искусственные дренажные отверстия для оттока жидкости и снижения внутриглазного давления. Прежде такие каналы прокалывали иглой, затем стали пробивать лазером, например, аргоновым, непрерывного или импульсного действия [1]. Последнее слово в офтальмологии и лечении глаукомы – это применение фемтосекундных лазерных импульсов для создания дренажных каналов по методу Ж. Муру [2].

Преимущество данного метода заключается в том, что каналы формирует излучение сравнительно низкой средней мощности. В отличие от непрерывного, короткоимпульсное излучение не затрагивает и не нагревает прилегающие ткани, повышая безопасность и точность операции на столь важном органе как глаз. За счёт малой длительности (порядка 100 фс) и высокой пиковой мощности импульсов, они производят разрушение (абляцию) облучаемого участка уже при малой энергии в импульсе за малое время, не успевая повредить окружающие ткани. Подобно тому, как винтовочная пуля за счёт высокой скорости и короткого времени удара оставляет в стекле аккуратное отверстие (хотя камень, несущий ту же энергию, разбивает стекло), так и фемтосекундные импульсы (именуемые иногда «световыми пулями» [3]) оказываются идеальным инструментом для пробивки отверстий и микрохирургии глаза.

Отверстия пробивают вдоль лимба, между прозрачной роговицей и белком глаза, склерой, где велико рассеяние света. Для обеспечения фокусировки лазерного излучения в склере подбирают длину волны излучения, минимизирующую рассеяние и поглощение света. Зная их спектральные зависимости, можно выбрать в ближнем ИК (0,8–2,5 мкм) оптимальную длину волны ($\lambda=1,7$ мкм), уточнив её эмпирически.

Фемтосекундные импульсы, прорезая ткань, не нагревают и не «заваривают» разрезаемые кровеносные сосуды, в отличие от обычного «лазерного скальпеля» непрерывного действия, коагулирующего кровь в сосудах [1]. В итоге возникают микрокровотечения, и в сформированном канале образуется тромб, мешающий выходу внутриглазной жидкости. Эту проблему Ж. Муру предложил решить путём предварительного воздействия ультразвуком на облучаемый участок, вызывая его нагрев и коагуляцию в фокусе УЗ-пучка, где затем легко пробить сквозной канал.

Установка для перфорации склеры была собрана на основе лазерного комплекса, работающего в лаборатории А.И. Коротина, ИПФ РАН (аналогичный комплекс строится в ННГУ). Комплекс состоит из Ti-сапфирового лазера-генератора фемто-

секундных импульсов (Tsunami), регенеративного усилителя (Spitfire), усиливающего каждый 80000-й импульс от энергии в наноджоули до сотен микроджоулей, а также параметрического усилителя (Toras), преобразующего исходное излучение с длиной волны $\lambda = 795$ нм в излучение сигнальной и холостой волны, длины которых можно менять от 1,2 до 2,5 мкм, вращая нелинейный кристалл. На выходе комплекса получаются импульсы с частотой повторения 1 кГц и длительностью около 100 фс. Энергия импульса достигает $E_{\text{имп}} = 0,1$ мДж, а пиковая мощность – 1 ГВт, при средней по времени мощности излучения в 0,1 Вт. Для воздействия на склеру это излучение ослабляется фильтрами и фокусируется короткофокусным объективом в толще образца, установленного на автоматической трёхкоординатной подвижке.

В схеме предусмотрен автокоррелятор, позволяющий контролировать положение фокуса в склере по автокорреляционной функции (АКФ) сигнала, отражённого от поверхности глаза. Точный контроль положения фокуса потребуется при операциях, чтобы остановить облучение на границе склеры, не затронув конъюнктиву, покрывающую склеру: вначале излучение фокусируется на задней поверхности склеры, затем образец плавно отодвигается автоматической подвижкой, и фокус смещается от задней поверхности, формируя прямой канал и замирая у передней. Тогда внутриглазная жидкость, выходя через канал в склере, станет поступать под конъюнктиву и рассасываться, без угрозы инфицирования глаза. При операциях на пациентах перемещение фокуса будет производиться смещением объектива и связанной с ним части установки.

На первом этапе установка была испытана на органических (оргстекло) и фторорганических (тефлон) образцах. В оргстекле излучение с $\lambda = 1,7$ мкм формировало сквозные каналы диаметром порядка 10 мкм уже при $E_{\text{имп}} \sim 1$ мкДж. На тефлоне даже при максимальном $E_{\text{имп}}$ удавалось получить лишь неглубокие кратеры на фронтальной поверхности, где рассеивалась и поглощалась основная часть света.

На втором этапе воздействию подверглись образцы глаза свиньи – нарезанные секторами участки склеры и роговицы. Воздействие велось на длинах волн 1,3 мкм, 1,7 мкм и 2 мкм, а $E_{\text{имп}}$ достигала соответственно 84, 17 и 54 мкДж. Затем под микроскопом исследовались гистологические срезы образцов. На $\lambda = 1,7$ мкм, где ожидалось самое эффективное воздействие, каналы не удалось обнаружить. Зато на образцах, облучённых на $\lambda = 1,3$ мкм и $\lambda = 2$ мкм, получились сквозные каналы в роговице и начальные участки каналов в склере и в зоне лимба. В склере каналы получались несквозными от сильного рассеяния и поглощения, то есть предстоит ещё эмпирически подбирать длину волны излучения для эффективного воздействия.

Это запланировано на третий этап эксперимента, где воздействию подвергнется целое глазное яблоко и где для диагностики планируется применить оптическую когерентную томографию (ОКТ), обеспечивающую высокое пространственное разрешение и широко применяемую при лечении глаукомы [3]. Разработка нового метода лечения глаукомы проходит в сотрудничестве с офтальмологами, заинтересованными в создании эффективного оборудования, способного частично вернуть зрение больным глаукомой и предотвратить слепоту у многих миллионов людей.

[1] Тарасов Л.В. Лазеры: действительность и надежды. – М.: Наука, 1985, 176 с.

[2] Sack Z.S., Juhasz T., Mourou G.A. // J of Biomedical Optics. 2002, V.7. P.442.

[3] Крюков П.Г. Фемтосекундные импульсы. – М.: Физматлит, 2008, 208 с.

ПРОЯВЛЕНИЕ ДИМЕРОВ И ТРИМЕРОВ ВОДЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СПЕКТРАХ ВОДЯНОГО ПАРА

Т.А. Одинцова¹⁾, М.Ю. Третьяков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Данная работа направлена на выявление роли малых молекулярных комплексов и, в частности, димеров воды в континуальном атмосферном поглощении. Для этого анализируются спектры поглощения водяного пара в диапазоне $2500\text{--}5000\text{ см}^{-1}$, записанные в равновесных термодинамических условиях при температуре 650 К и при давлениях до 130 атм [1], в которых количество молекулярных комплексов велико, а результаты анализа могут быть экстраполированы на атмосферные условия. Работа является продолжением исследования [2], в котором было продемонстрировано проявление связанных димеров и тримеров. В данной работе анализируется вклад и метастабильных комплексов.

При анализе спектров пар рассматривается как смесь малых водяных кластеров (мономеров, димеров и тримеров). Предполагалось, что полное давление водяного пара это сумма парциальных давлений кластеров:

$$P = P_m + P_d + P_{dm} + P_t + P_{tm}, \quad (1)$$

где индексы m , d , dm , t , tm относятся к мономерам, связанным и метастабильным димерам, связанным и метастабильным тримерам соответственно. В работе считалось, что коэффициент поглощения (α) и интегральная интенсивность (I) определяются суммой вкладов мономеров, димеров и тримеров, включая их метастабильные состояния:

$$\alpha(\nu) = \alpha_m(\nu) + \alpha_d(\nu) + \alpha_{dm}(\nu) + \alpha_t(\nu) + \alpha_{tm}(\nu) + \dots, \quad (2)$$

$$I = I_m + I_d + I_{dm} + I_t + I_{tm} + \dots, \quad (3)$$

По аналогии с работой [2] вклад мономеров рассчитывался по данным HITRAN (частоты, ширины и интенсивности линий) как сумма линий, имеющих форму Лоренца с учетом эффекта столкновительной связи линий по модели ABC [3]. Колебательно-вращательные полосы спектров связанных димеров и тримеров моделировались, как в работе [2], на основе колебательных частот и интегральных интенсивностей, полученных из экспериментов с гелиевыми каплями и холодными молекулярными пучками, а именно на основе соответствующих. По аналогии с работой [4] спектр поглощения метастабильными димерами рассматривался как удвоенный спектр мономера, а спектр поглощения метастабильными тримерами – как сумма спектров связанного димера и мономера:

$$\alpha_{dm}(\nu) = 2 \cdot \alpha_m(\nu), \quad \alpha_{tm}(\nu) = \alpha_m(\nu) + \alpha_d(\nu) \quad (4)$$

Количество димеров и тримеров определяется константами равновесия: K_d , K_{dm} , K_t и K_{tm} , которые связаны с соответствующими парциальными давлениями соотношениями:

$$P_d = K_d \cdot P_m^2, \quad P_{dm} = K_{dm} \cdot P_m^2, \quad P_t = K_t \cdot P_m^3, \quad P_{tm} = K_{tm} \cdot P_m^3. \quad (5)$$

Константы равновесия при анализе являлись варьируемыми коэффициентами в выражениях для интегральной интенсивности, коэффициента поглощения и для уравнения состояния водяного пара (1)–(3). Кроме того, варьируемыми параметрами модели являлись такие же, как в работе [2], ширины колебательно-вращательных полос димеров и тримеров и параметры столкновительной связи линий.

Хорошее согласие между экспериментальными зависимостями и модельными функциями получены при следующих значениях констант равновесия $K_d=0,8 \cdot 10^{-3} \text{ атм}^{-1}$, $K_{dm}=1,1 \cdot 10^{-3} \text{ атм}^{-1}$, $K_t=3,3 \cdot 10^{-6} \text{ атм}^{-2}$ и $K_{tm}=3,0 \cdot 10^{-6} \text{ атм}^{-2}$, которые хорошо согласуются с оценками количества двойных и тройных молекул в равновесном водяном паре ($K_d=2,19 \cdot 10^{-3} \text{ атм}^{-1}$, $K_t=9,06 \cdot 10^{-6} \text{ атм}^{-2}$), определенными по высокоточным термодинамическим данным о состоянии водяного пара [4]. На рисунке в качестве примера представлено сравнение экспериментальных данных и модельного спектра поглощения при давлении 80 атм.

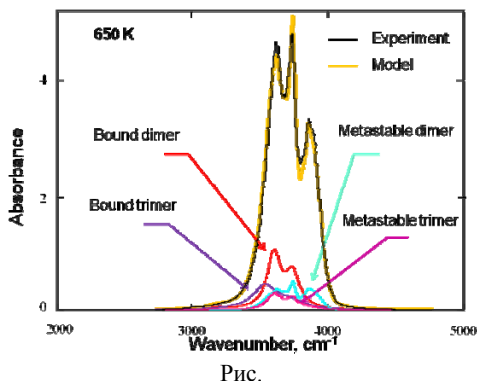


Рис.

Выполненный анализ подтверждает, что доли связанных димеров и тримеров весьма значительны даже при температуре около критической, и показывает, что доли стабильных и метастабильных молекулярных комплексов соизмеримы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

- [1] Tretyakov M.Yu., Makarov D.S. //J. of Chemical Physics. 2011. V.134. P.084306.
- [2] Vigasin A.A., Jin Y., Ikawa S. //Molecular Physics. 2008. V. 106. P.1155.
- [3] Ptashnik I.V., Shine K.P., Vigasin A.A. //J. of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2011. V. 112. P.1286.
- [4] Tretyakov M.Yu., Serov E.A., Odintsova T.A. //Radiophysics and Quantum Electronics. 2012. V. 54. P.700.

ИНДУЦИРОВАННЫЙ СОУДАРЕНИЯМИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ В МОЛЕКУЛЕ H_2O И КONTИНУАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

А.А. Кюберис¹⁾, Т.А. Одинцова¹⁾, М.Ю.Третьяков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Работа является одной из составляющих цикла исследований столкновительно-го взаимодействия молекул в водяном паре, направленного, в частности, на пони-

мание физических механизмов, приводящих к континуальному поглощению излучения в газах и определению их количественных вкладов. Одним из известных механизмов, приводящих к континууму, является столкновительно-индуцированное поглощение. У молекул в газе в течение короткого времени взаимодействия образуется дополнительный наведенный дипольный момент, даже если они в невозмущенном состоянии не имеют дипольного момента. Отметим, что у молекулы воды в невозмущенном состоянии дипольный момент хорошо известен.

Учитывая, что время взаимодействия мало, мы предполагаем, что структурно-силовые параметры молекул во время соударений меняются незначительно, и, следовательно, спектр дополнительного поглощения, возникающего при столкновении, должен соответствовать спектру невозмущенной молекулы, линии которого очень сильно уширены коротким временем соударения. Цель нашей работы оценить величину этого дополнительного поглощения в миллиметровой-субмиллиметровой области спектра.

Для оценки необходимо рассчитать величину дипольного момента. В данной работе величина дополнительного дипольного момента находится по [1], где методом *ab initio* рассчитываются значения дипольного момента молекулы H_2O воды для ряда температур и плотностей в интервале 300–700 К и 1–1,61 г/см³ соответственно. Данные работы [1] и известное значение дипольного момента невозмущенной молекулы воды позволили получить эмпирическую зависимость величины наведенного момента в зависимости от температуры и плотности водяного пара.

Для расчета спектра использовалась информация о частотах и интенсивностях линий H_2^{16}O из базы данных HITRAN [2] и форма линии Ван Флека-Вайскопфа, которая наиболее точно соответствует форме наблюдаемых линий при высоких давлениях в рассматриваемом спектральном диапазоне. Полагалось, что ширина линий соответствует времени столкновительного взаимодействия молекул. В качестве оценки для этого времени использовалось время пролета со средней относительной тепловой скоростью молекул расстояния, равного диаметру сферы исключенного объема молекулы воды.

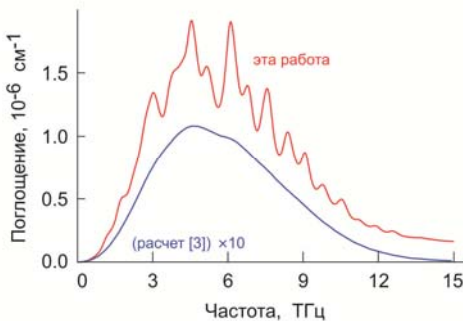


Рис. 1

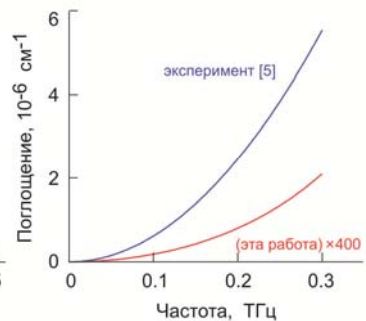


Рис. 2

Полученное таким образом поглощение демонстрирует хорошее качественное согласие с результатами сложных теоретических расчетов [3] (рис. 1), но превыша-

ет их более чем на порядок. Тем не менее, сравнение полученного поглощения с имеющимися экспериментальными данными по континуальному поглощению в водяном паре [4] подтвердили вывод, делавшийся в работе [3], что вклад столкновительно-индуцированного поглощения в водяном паре в мм-субмм диапазоне весьма незначителен (рис. 2).

Результаты работы будут использованы при выделении спектра димера из поглощения, наблюдаемого в равновесном водяном паре [5].

Работа поддержана РФФИ.

- [1] Takashi I., Katayama Y., Saitoh H., Aoki K. // J. Chem. Phys. 2010. V.132. P.121102.
- [2] Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2009. V.110. P.533. (URL:<http://www.cfa.harvard.edu/HITRAN/>)
- [3] Leforestier C., Tipping R.H., Ma Q. // J. Chem. Phys. 2010. V.132. P.164302.
- [4] Koshelev M.A., Serov E.A., Parshin V.V., Tretyakov M.Yu. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2011. V.112. P.2704.
- [5] Tretyakov M.Yu., Serov E.A., Koshelev M.A., Parshin V.V. // The XVII Symposium on High Resolution Molecular Spectroscopy. 2012.

СОВРЕМЕННАЯ РЕЗОНАТОРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

**Е.А. Серов¹⁾, В.В. Паршин¹⁾, М.А.Кошелев¹⁾, А.М. Щитов²⁾, В.А. Шумилов²⁾,
М.Ю. Третьяков¹⁾**

¹⁾*Институт прикладной физики РАН*

²⁾*ННИПИ «Кварц»*

Настоящая работа, во многом базирующаяся на предыдущих исследованиях [1, 2], является первым значительным продвижением классической резонаторной спектроскопии в субмм диапазон. Диапазон частот выше 370 ГГц характеризуется резким уменьшением выходной мощности источника излучения – лампы обратной волны (ЛОВ) до единиц мВт и значительным снижением чувствительности точечно-контактных детекторов из-за быстро растущих паразитных емкостей в диодах. Из-за большой сверхразмерности выходного волновода излучение ЛОВ становится принципиально многомодовым и имеет составляющие поляризации вдоль обеих стенок волновода, что ещё более снижает полезный сигнал.

Ввиду недостаточной чувствительности имеющихся точечно-контактных детекторов излучения на частотах свыше 370 ГГц, в качестве детектора излучения применён охлаждаемый жидким гелием InSb болометр фирмы QMC Instruments. При этом отношение сигнал/шум выросло более чем на два порядка по сравнению с точечно-контактными детекторами. Для работы системы ФАПЧ была применена традиционная схема со стабилизацией частоты по гармонике опорного сигнала сантиметрового (~10 ГГц) синтезатора. Гармоника образуется в смесителе-умножителе и там же смешивается с излучением ЛОВ. Эффективность генерации

гармоник падает с ростом номера гармоники, и на частотах выше 400 ГГц, при сороковом и выше номере гармоники ее мощность становится недостаточной для устойчивой работы системы ФАПЧ. Проблема была решена с помощью активного умножителя частоты [3] сигнала синтезатора. Умножитель обеспечивает достаточный по мощности выходной сигнал в диапазоне частот от 75 до 110 ГГц. Такое решение позволило понизить номер рабочей гармоники в смесителе-умножителе до 4–5 и обеспечить устойчивую работу системы ФАПЧ во всем диапазоне 350÷520 ГГц.

Результат исследования поглощения в CVD-алмазном окне вывода энергии гиротрона представлен на рис. 1. Расширение частотного диапазона измерений подтвердило существенное влияние рассеяния на микронеоднородностях на поглощение в CVD-алмазах [4] в субмм диапазоне даже для образцов с более совершенной внутренней структурой по сравнению с ранее исследовавшимися образцами.

На рис. 2 представлены широкодиапазонные записи спектров лабораторной атмосферы (сверху; относительная влажность 6,6%), смеси азота с водяным паром (посередине; относительная влажность 1,9%) и кислорода (внизу) в диапазоне 350÷500 ГГц при комнатной температуре и атмосферном давлении. На записях хорошо видны линии, соответствующие чисто вращательным переходам молекулярного кислорода вблизи частот 368, 425 и 487

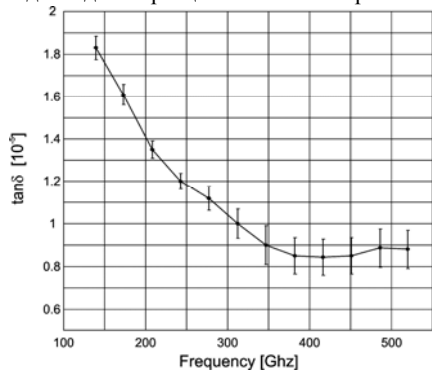


Рис. 1

ГГц и водяного пара вблизи 380, 439, 471, 474 и 488 ГГц. Точки на записях соответствуют частотам собственных мод резонатора, на которых измерялось поглощение в газах. Влажность газов определялась с помощью измерителей влажности TESTO-645, оснащенного высокоточным датчиком влажности. Гарантируемая производителем точность измерений относительной влажности в используемом нами диапазоне параметров составляет 2%.

Хотя во время записи спектра кислорода датчик показывал нулевую влажность, линии воды по-прежнему хорошо видны. Влажность кислорода, определенная нами через интегральную интенсивность линий воды составляла во время записи 0,879(7) %, Эта величина подтверждает паспортную точность измерите-

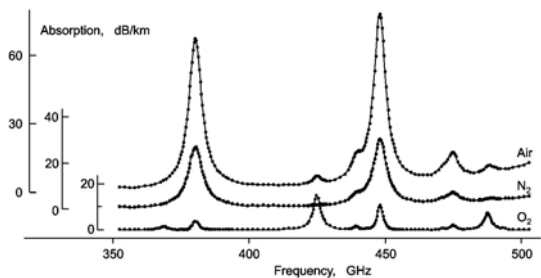


Рис. 2

ля поглощения, а также наглядно демонстрирует возможность создания измерителя влажности на основе резонаторного спектрометра с чувствительностью, на несколько порядков превосходящую чувствительность имеющихся измерителей.

Работа частично поддержана РФФИ.

- [1] Krupnov A.F., Tretyakov M.Yu., Parshin V.V., Shanin V.N., and Myasnikova S.E. // J. Mol. Spectrosc. 2000. V. 202. P. 107.
- [2] Tretyakov M.Yu., Krupnov A.F., Koshelev M.A., Makarov D.S., Serov E.A. and Parshin V.V. // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. No. 9. 093106.
- [3] Кудрявцев А.М., Мальтер И.Г., Львов А.Е., Павловский О.П., Шумилов В.А., Щитов А.М. Радиоизмерительная аппаратура СВЧ и КВЧ. Узловая и элементная база. М.: Радиотехника, 2006. 206 с.
- [4] Моченева О.С., Паршин В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т.50, № 12. С.1048.

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ С НАКЛОННЫМ ФРОНТОМ ИНТЕНСИВНОСТИ В ОХЛАЖДЕННОМ КРИСТАЛЛЕ LiNbO_3

**С.Б. Бодров^{1,2)}, Ю.А. Сергеев¹⁾, А.А. Мурзанев¹⁾, Ю.А. Мальков¹⁾,
А.Н. Степанов¹⁾**

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

В последнее время все больший интерес проявляется к терагерцовому диапазону электромагнитного спектра частот. В связи с этим актуальной задачей становится эффективная генерация терагерцового поля с высокой пиковой интенсивностью. Один из способов такой генерации основан на оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в кристалле LiNbO_3 . Ранее было продемонстрировано, что при охлаждении кристалла LiNbO_3 до криогенных температур возможно увеличение эффективности оптико-терагерцовой конверсии в 4 раза [1], однако эти измерения были проведены при небольшой энергии лазерной накачки. В данной работе исследовалась генерация ТГц излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности в охлажденном кристалле LiNbO_3 в большом диапазоне энергий накачки (до 6 мДж), а также при большой (~ 1 см) длине взаимодействия накачки с кристаллом.

Для исследования была использована титан-сапфировая лазерная система, генерирующая фемтосекундные лазерные импульсы на центральной длине волны 795 нм с частотой повторения 10 Гц. Длительность лазерного импульса τ изменялась в диапазоне от 100 до 200 фс путем обрезания спектра лазерного излучения в стретчере усилительного каскада с помощью металлических пластин. Энергия лазерного излучения изменялась до 6 мДж. Лазерное излучение направлялось на дифракционную решетку с периодом 1/2000 мм под углом около 57°. После отра-

жения от решетки формировался лазерный импульс со скошенным фронтом интенсивности. Этот импульс переносился с помощью зеркала ($F=306$ мм, $D=50$ мм) в кристалл LiNbO_3 , расположенный внутри криостата, охлаждаемого жидким гелием. Кристалл имел форму призмы с размерами $7,6 \times 7,6 \times 15$ мм. Генерируемое лазерным импульсом терагерцовое излучение выводилось через боковое окно криостата на измеряющую систему, которая была реализована двумя способами: энергия излучения измерялась с помощью ячейки Голя, расположенной в непосредственной близости от криостата (на расстоянии 4 см от LiNbO_3), терагерцовое поле измерялось методом электрооптического стробирования, где для измерения деполяризации лазерного импульса использовалась CCD камера.

На рис. (а) приведена зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерного импульса. Видно, что эффективность резко насыщается при определенной энергии оптической накачки, при этом энергия насыщения зависит от длины взаимодействия (равной расстоянию, пройденному центральной частью пучка импульса накачки) и длительности импульса. Минимальное значение энергии насыщения наблюдается при длине взаимодействия $L = 1$ см и $\tau = 200$ фс, максимальное – при $L = 0,5$ и $\tau = 100 \div 200$ фс и составляет около 0,2 %. Эффект насыщения можно объяснить искажением лазерного пучка накачки вследствие самовоздействия, когда нелинейная добавка к фазе лазерного излучения становится порядка π . Стоит отметить, что при большой длине взаимодействия и энергии лазерного излучения наблюдается уменьшение эффективности генерации.

При энергии лазерного импульса, меньшей насыщения, наблюдается линейная зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии накачки. Максимальный угол наклона этой зависимости достигается при $L \sim 1$ см и $\tau = 200$ фс (см. вставку на рис. (а)). Действительно, большую эффективность при таких параметрах можно объяснить большей длиной взаимодействия лазерной накачки с

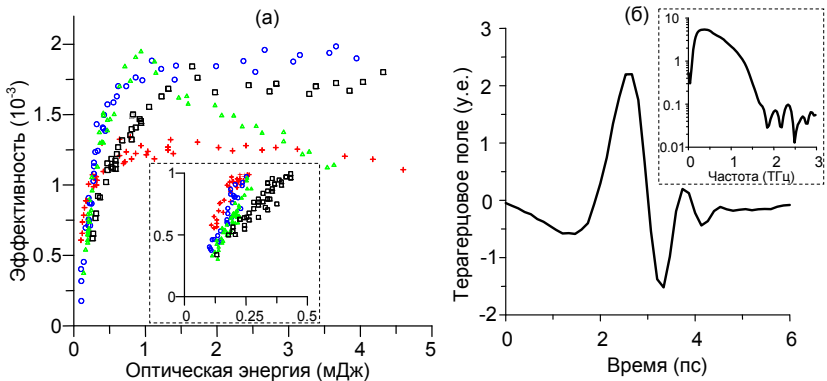


Рис. (а) – зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерного излучения в охлажденном до 77 К кристалле LiNbO_3 . Квадратики: $L = 0,5$ см, $\tau = 100$ фс; треугольники: $L = 1$ см, $\tau = 100$ фс; кружочки: $L = 0,5$ см, $\tau = 200$ фс; крестики: $L = 1$ см, $\tau = 200$ фс. (б) – осциллограмма и спектр (во вставке) терагерцового импульса при $L = 0,5$ см, $\tau = 200$ фс.

терагерцовым излучением, а также меньшим расплыванием более длинного лазерного импульса в кристалле из-за влияния угловой дисперсии дифракционной решетки. Отметим, что при комнатной температуре наблюдалось аналогичная зависимость эффективности от энергии накачки, но с более существенным спадом в режиме насыщения. В абсолютном значении эффективность при криогенном охлаждении в 3–4 раза больше по сравнению с комнатной температурой.

На рис. (б) приведены форма импульса и спектр терагерцового излучения. Терагерцовое поле содержит несколько осцилляций, при этом максимум спектра наблюдается около 0,5 ТГц, ширина спектра при этом составляет 1,5 ТГц.

- [1] Hebling J. H., Stepanov A.G., Almasi G., Bartal B., Kuhl J. //Appl. Phys. B. 2004. V. 78. P.593

ПРИМЕНЕНИЕ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ГЛУБИНЫ РЕЗКОСТИ ОПТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА

С.Н. Менсов^{1,2)}, Ю.В. Полуштайцев²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт металлоорганической химии РАН

Оснащение оптического микроскопа цифровой фотокамерой позволяет расширить его функциональность: выводить изображение на монитор, сохранять графические файлы в памяти компьютера и т.д. Такие компьютеризированные оптические микроскопы успешно применяются для получения изображений мелких предметов. Однако проблема получения резкого изображения объёмных предметов с помощью оптического микроскопа остаётся нерешённой. Так, если высота рельефа объектов исследования превосходит глубину резкости микроскопа, то добиться приемлемой чёткости по всей площади изображения не удаётся.

Использование объективов с малой угловой апертурой ($A = D / F$, где D – диаметр, F – фокусное расстояние) позволяет повысить глубину резкости микроскопа ($\Delta f = \Delta x^2 / \lambda$), однако при этом снижается не только его разрешающая способность ($\Delta x = \lambda / A$), но и светосила оптической системы. Последнее требует значительного увеличения мощности излучения подсветки, что зачастую недопустимо при исследовании нестойких к излучению объектов. Другим, более эффективным методом, является обработка серии снимков, полученных при послойном сканировании рельефного объекта. Однако непосредственное сложение этих изображений не применимо для решения поставленной задачи, поскольку результатом

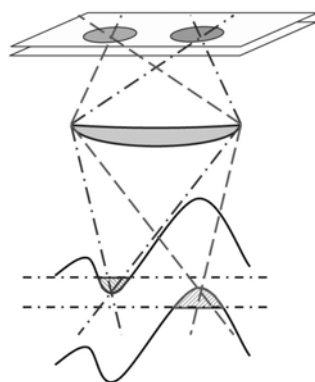


Рис. 1

такой процедуры будет растровое распределение со слабым контрастом и слабо различимыми «размытыми» мелкими деталями (соответствует операции усреднения). Не всегда приводит к желаемому результату и, по сути, ресурсоёмкий процесс реконструкции полного изображения по серии слайдов, сегментированных на участки с резким изображением (например, из-за искажений, возникающих на границах сегментов). В данной работе для повышения глубины резкости оптического микроскопа исследована возможность построения изображения при послойном сканировании без сегментирования обрабатываемых слайдов.

Из анализа изображений, соответствующих положению исследуемого рельефного объекта на разной высоте относительно фокальной плоскости объектива (см. рис. 1), следует, что снимки коррелируют между собой в низкочастотной области пространственных спектров. Иными словами, слайды отличаются в основном участками с резким изображением поверхности, соответствующими глубине резкости микроскопа. В связи с этим был сформулирован алгоритм, суть которого заключается в восстановлении изображения по суммарному пространственному спектру серии изображений, подвергнутому ВЧ-фильтрации:

$$I(x, y) = F^{-1} \left\{ W(u, v) \sum_i G_i(u, v) \right\}.$$

Суммирование пространственных спектров $G_i(u, v)$ с учётом частотно-зависимой весовой функции $W(u, v)$ позволило получить изображение поверхности объекта (см. рис. 2), содержащее резкие фрагменты каждого из слайдов. Частоты среза высокочастотного пространственного фильтра $W(u, v)$ были определены по ширине пространственных спектров слайдов.

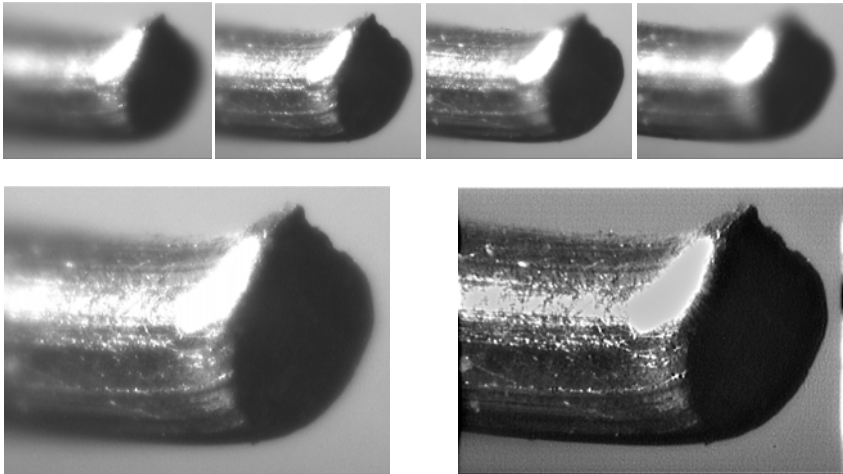


Рис. 2

Разработанный алгоритм был реализован в среде программирования LabView. Созданная программа позволяет осуществлять в реальном времени цифровую обработку изображений, получаемых с ПЗС-матрицы фотокамеры, установленной на микроскопе. Для обеспечения автоматизированного послойного сканирования объекта механическая подача перемещения предметного столика микроскопа была оснащена электроприводом на основе шагового двигателя с драйвером, подключённым к ЭВМ с помощью интерфейсного устройства.

Компьютеризированное управление механикой микроскопа позволило реализовать функцию автоматического определения диапазона сканирования в соответствии с характерной высотой рельефа исследуемого объекта, которая, в свою очередь, определялась по изменению ширины пространственных спектров обработанных слайдов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (12-03-01092-а, 11-03-12184-офи-м-2011 и 11-03-97040-р_поволжье_а).

К ВОПРОСУ О ТОЧНОМ ОПИСАНИИ ПРОФИЛЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНО УШИРЕННОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ЛИНИИ

**Г.В. Федосеев¹⁾, М.Ю. Третьяков²⁾, И.Н. Вилков²⁾, М.А. Кошелев²⁾,
А.Ф. Крупнов²⁾**

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Известно, что в большинстве случаев традиционная для спектроскопии модель Фойгта не воспроизводит с нужной степенью точности профиль молекулярной линии, записанный с хорошим отношением сигнал/шум. Реальная линия несколько выше и уже, чем линия, рассчитанная по модели Фойгта. Два принципиально разных физических механизма, а именно: соударения, изменяющие вектор скорости молекул (эффект Дикке) и зависимость сечения взаимодействия сталкивающихся молекул от их относительных скоростей, ответственны за этот эффект. Соответствующие теоретические модели были разработаны и использовались для обработки экспериментальных данных (например, в [1, 2]). Однако оба эти механизма ведут к сужению линии, и, с экспериментальной точки зрения, очень сложно различить их относительный вклад даже при высоком отношении сигнала к шуму. Обычно считается, что зависимость сечения взаимодействия от скорости имеет место при любом давлении газа, тогда как эффект Дикке оказывает эффективное влияние на форму линии только в доплеровском режиме. Теоретические модели профиля линии, учитывающие эффект Дикке, не описывают экспериментальные данные в диапазоне давлений, когда столкновительное уширение значительно превышает доплеровское. Тем не менее, гипотеза Дикке, сформулированная в его классической статье [3], гласит: «Если соударения не изменяют внутреннее состояние молекулы и, следовательно, не приводят к уширению линии, то это ведёт к сужению доплеровски уширенной молекулярной спектральной линии». Проявление эффекта Дик-

ке, продемонстрированное многими авторами для многих молекул, означает, что часть молекул может сохранять своё внутреннее состояние дольше, чем среднее время между столкновениями молекул в газе. Отметим, что гипотеза Дикке не накладывает никаких ограничений на проявление эффекта и при больших давлениях.

Все молекулы в газе можно разделить на несколько групп в соответствии с числом столкновений, необходимых для изменения их внутреннего состояния. Тогда профиль линии поглощения может быть смоделирован, как сумма традиционных профилей, имеющих столкновительные ширины $\Delta\nu$, $\Delta\nu/2$, $\Delta\nu/3$ и т.д., соответствующие числу столкновений 1, 2, 3, и т.д. В простейшем случае сильно взаимодействующих полярных молекул в диапазоне давлений, когда столкновительная ширина является доминирующей, модель формы линии может быть представлена только двумя первыми слагаемыми и хорошо известным Лоренцевым контуром:

$$F(\nu) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{f \cdot \Delta\nu}{\Delta\nu^2 + (\nu - \nu_0)^2} + \frac{(1-f) \cdot (\Delta\nu/2)}{(\Delta\nu/2)^2 + (\nu - \nu_0)^2} \right),$$

где f – относительная часть молекул, изменяющих своё состояние после первого соударения.

В данной работе такая модель была использована для анализа серии чистых вращательных переходов молекулы СО с диапазоном квантовых чисел от $J=1 \leftarrow 0$ до $J=7 \leftarrow 6$. Линия каждого перехода была записана с хорошим отношением сигнала к шуму, а также при нескольких давлениях в диапазоне от 0,1 до 2 Торр. Для записи линий использовался терагерцовый спектрометр с радиоакустическим детектированием поглощения (РАД). Оказалось, что использование такой простой модели обеспечивает высокую точность обработки экспериментальных данных (вплоть до уровня шумов) для всех рассматриваемых переходов, тогда как при использовании обычных контуров Лоренца и Фойгта такая точность не достигается. В качестве примера на рисунке показаны результаты обработки записи перехода $J=2 \leftarrow 1$, где А – обработка линии суммой двух контуров Лоренца, В – традиционным контуром Лоренца.

Анализ записей показал, что в пределах статистической погрешности эксперимента зависимость доли частиц f , изменяющих свое состояние после первого соударения от давления газа является постоянной для всех переходов. Эта доля плавно растёт с увеличением

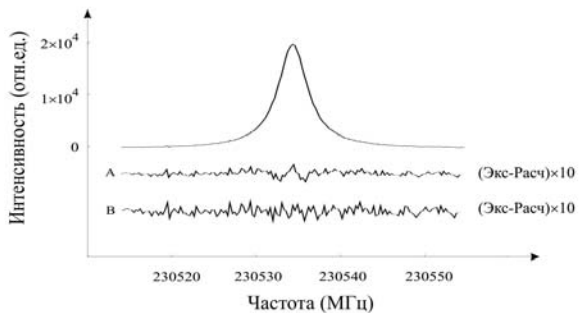


Рис.

давления, пока не достигает определённого постоянного значения, около 0,96, когда столкновительная ширина линии становится много больше доплеровской. Это, по нашему мнению, можно рассматривать, как подтверждение проявления эффекта Дикке при больших давлениях.

Работа поддержана РФФИ.

- [1] Koshelev M.A., Tretyakov M.Yu., Rohart F., Bouanich J.-P. //Chem. Phys. 2012. V.136. P. 124316.
- [2] Koshelev M.A., Tretyakov M.Yu., Rohart F., Bouanich J.-P. // Proc. of XVII Symposium on High Resolution Molecular Spectroscopy. 2012.
- [3] Dicke R.H. //Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 472.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОКТ-ИЗОБРАЖЕНИЯ

П.Д. Агрба, Е.А. Бакшаева, М.Ю. Кириллин

¹⁾*Нижегородский госуниверситет*

²⁾*Институт прикладной физики РАН*

Одним из наиболее интенсивно развивающихся методов оптической диагностики структурных изменений в биологической ткани является метод оптической когерентной томографии (ОКТ) [1], который позволяет визуализировать структуры, различные по своим рассеивающим свойствам, на глубинах до 2 мм. В методе ОКТ, основанном на принципе низкокогерентной интерферометрии, информативным является излучение, рассеянное назад от исследуемого объекта. На формирование ОКТ-изображений могут оказывать влияние такие внешние факторы как температура объекта или его механическая деформация, влияющие на пространственное распределение показателя преломления в объекте. Целью данной работы было исследование влияния внешних факторов на формирование ОКТ-изображения кожи человека.

Эксперименты проводились на тонкой коже человека *in vivo*, что позволило наблюдать реакцию биоткани в процессе исследования. В работе использовалась ОКТ-установка, разработанная в ИПФ РАН с центральной длиной волны зондирующего излучения 910 нм, которая позволяет получать прижизненную информацию о внутренней структуре слизистых оболочек и кожных покровов с пространственным разрешением до 15–20 мкм.

Проведенные ранее исследования показали, что степень компрессии биоткани существенно влияет на ее оптические характеристики [2, 3] из-за перераспределения концентрации рассеивателей внутри ткани вследствие неоднородности механико-эластических свойств. Таким образом, необходимо учитывать давление зонда на биоткань при контактной диагностике, особенно при исследовании мягких тканей.

Для количественной оценки влияния внешних факторов использовалось понятие контраста границы на ОКТ-изображении, между областями, соответствующими эпидермальному и дермальному слоям кожи (далее просто контраст). Эта величина определялась как разность средних величин ОКТ-сигналов, соответствующих этим слоям, выраженная в децибелах.

На первом этапе проводилось исследование влияния механической компрессии на формирование ОКТ-изображений. Полученная зависимость контраста от времени с момента начала воздействия постоянным давлением в $0,45 \text{ Н/мм}^2$ приведена на рис. 1. Показано монотонное возрастание контраста границы между эпидермисом и дермой. Такое поведение обусловлено как механоэластическими свойствами кожи, так и перераспределением межтканевой жидкости внутри ткани.

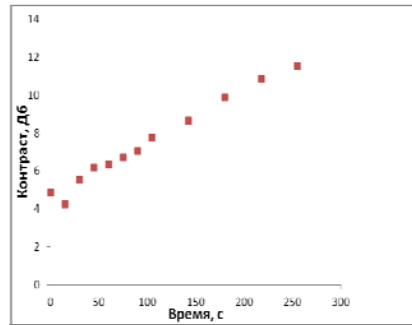


Рис. 1

На втором этапе было исследовано влияние изменения температуры на контраст ОКТ-изображения. Для этого проводилось сравнение контраста между слоями на ОКТ-изображениях биоткани для охлажденного до 32°C и нагретого до 40°C участка кожи при постоянном давлении $0,45 \text{ Н/мм}^2$.

Для учета влияния компрессии было проведено сравнение полученных значений контраста со значениями, полученными при постоянном давлении без температурного воздействия (рис. 2). Было отмечено, что при нагреве контраст ниже, чем при компрессии, а при охлаждении выше. Временная зависимость контраста, обусловленная компрессией биоткани, схожа с зависимостью без температурного воздействия и имеет нарастающий характер.

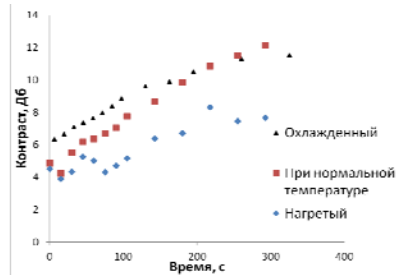


Рис. 2

Для исследования влияния просветляющих веществ на формирование ОКТ-изображения на руку волонтера наносился 40% раствор глюкозы с показателем преломления 1,39. При проникновении раствора глюкозы вглубь кожи, он, замещая воду ($n = 1,33$), вызывает оптическую иммерсию, т.е. согласование показателей преломления рассеивателей и окружающих тканей, что приводит к понижению

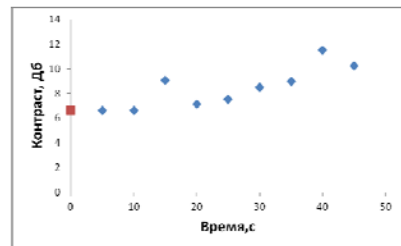


Рис. 3

рассеяния и повышению глубины проникновения зондирующего излучения. На рис. 3 приведен график зависимости контраста от времени с момента начала воздействия. Первое значение соответствует контрасту без просветляющего вещества. Было отмечено возрастание контраста после нанесения просветляющего вещества, что связано с проникновением раствора внутрь кожи.

- [1] The Biomedical Engineering Handbook/ Ed. J.D. Bronzino. –Fl: CRC Press and IEEE Press. 2000. V.1. Chap. 63. P.2896.
- [2] Chan E.K., Sorg B., Protsenko D., et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1996. V.2. P.943.
- [3] Агрба П.Д., Кириллин М.Ю., Абелевич А.И., Загайнова Е.В., Каменский В.А. //Опт. и спектроскопия. 2009. Т.107, № 6. С.901.

СРАВНЕНИЕ ПРЕИМУЩЕСТВ АНАЛОГОВЫХ И ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ БИОЛОГИЧЕСКИХ КУЛЬТУР С РАЗРЕШЕНИЕМ НА СУБКЛЕТОЧНОМ УРОВНЕ

В.В. Дуденкова, М.С. Муравьева, А.И. Рыбников, Ю.Н. Захаров

Нижегородский госуниверситет

Для решения задачи проведения голографической визуализации изменений, происходящих в живых нейрональных культурах и переживающих срезах, была разработана схема, с помощью которой можно реализовать голографическую запись сфокусированного изображения аналоговым и цифровым методами. У обоих вариантов схемы есть свои преимущества и недостатки. Целью настоящей работы стало выявление и рациональное использование этих особенностей.

Запись аналоговой голограммы требует долгой экспозиции, затем требуется обработка фотореактивами и высушивание. Восстановление такой голограммы возможно только длиной волны, используемой при ее записи. При этом наблюдается расхождение нулевого и плюс и минус первого порядков. Восстановленное изображение можно наблюдать как невооруженным глазом, так и фиксировать его на фотоаппарат, подстраиваясь по глубине поля зрения. Недостатком аналоговой голографии является невозможность выполнения процесса в режиме реального времени.

Достоинство же цифровой голографии в том, что ее можно записывать практически мгновенно, не дожидаясь долгой экспозиции, что актуально для многих прикладных областей, где необходимы всевозможные быстрые манипуляции. Кроме того, важна доступность полной информации об амплитуде и фазе оптического поля, имеющаяся в виде массива чисел, что делает возможным использование многосторонних интерферометрических методов обработки изображения.

Голография крайне требовательна к разрешающей способности фотоматериалов, и для получения чёткого изображения картины интерференции требуются регистрирующие среды с хорошей разрешающей способностью. Цифровая голография очень сильно зависит от размеров цифровой матрицы и её пикселей. У аналоговых голограмм, записанных на галогенсеребряные фотопластинки, такого ограничения практически нет. Эта особенность определяет информационную емкость голограмм – отношение поля зрения к размеру получаемого изображения. У аналоговой голографии это значение значительно выше, то есть информация в ней записывается плотнее. Для фиксирования интерференционных полос в цифровой схеме необходимо, что бы один период решетки попадал как минимум на 4 пикселя матрицы, что накладывает жесткое ограничение на угол схождения опорного и предметного пучков. Поэтому у цифровой голографии угол схождения получается порядка четырех градусов. В аналоговой голографии такого ограничения по углу нет, и возможна запись вплоть до встречных пучков.

Таким образом, в работе было выявлено, что у цифровой и аналоговой голографии есть ряд неоспоримых преимуществ, однако совмещение этих двух методов записи в одной схеме дает наилучший результат. Быстрота смены регистрирующей среды дает возможность на любом этапе вернуться от цифровой к аналоговой голографии, например, посмотреть полученную дифракционную решетку под микроскопом, убедиться в правильности расчета угла, достоверно измерить период между полосами интерференционной решетки.

В дальнейшем важное преимущество аналоговой голографии, состоящее в возможности легко подстраиваться по глубине поля зрения, будет реализовано нами в цифровой голографии.

ПРИМЕНЕНИЕ АНАЛоговых ГОЛОГРАММ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ КУЛЬТУР НА СУБКЛЕТОЧНОМ УРОВНЕ

М.С. Муравьева, В.В. Дуденкова, А.И. Рыбников, Ю.Н. Захаров

Нижегородский госуниверситет

Целью настоящей работы является исследование биологических культур методом голографии.

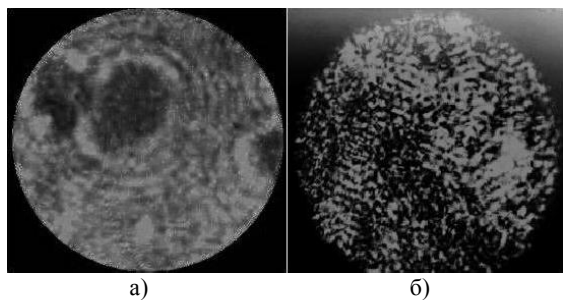
Для изучения живых клеток зачастую используется сканирующий микроскоп, которым производится последовательное сканирование слоев объекта. Этот процесс довольно длительный, а так как объект живой, то во время сканирования он может измениться, и полученная таким образом картина будет не совсем корректной. При увеличении скорости сканирования существенно снижается разрешение изображения. Голография же позволяет сколь угодно быстро произвести запись объекта (все зависит от времени экспонирования), и при перестройке по глубине изображение всегда будет четким и сфокусированным.

На рис. 1 представлена схема для получения голограмм в аналоговом режиме.



Рис. 1

Луч He-Ne лазера проходит через линзу и объектив и становится параллельным, затем он попадает на разделительную пластинку, где делится на опорный и предметный. Предметный луч соответственно проходит через объект, затем через объектив, который строит увеличенное изображение объекта, и попадает на стеклянную пластинку. На эту же пластинку приходит и опорный луч. Опорный и предметный лучи собираются, и интерференционная картина записывается на фотопластинке. На этапе восстановления записанная голограмма освещается опорным пучком и можно видеть восстановленное изображение. На рис. 2 представлено восстановленное изображение живой (а) и фиксированной (б) культур.



а)

б)

Рис. 2

Голограмма позволяет записать биологический объект достаточно быстро, пока он не успевает измениться, и впоследствии можно осуществлять аналогию z-сканированию, т.е. перестройкой фокуса рассматривать различные слои объекта. Заменяя в схеме фотографическую пластинку на матрицу, можно снимать цифровые голограммы. Это значительно упрощает процесс записи голограммы и работы с восстановленным изображением.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЦИФРОВЫХ ВНЕОСЕВЫХ ГОЛОГРАММ МИКРООБЪЕКТОВ ДВОЙНЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ФУРЬЕ С ФИЛЬТРАЦИЕЙ В ЧАСТОТНОЙ ПЛОСКОСТИ

А.И. Рыбников, Ю.Н. Захаров

Нижегородский госуниверситет

Цифровая голография предполагает использование светочувствительной матрицы в качестве регистрирующей среды. С помощью матрицы дискретизируется распределение интенсивности и в таком виде обрабатывается на компьютере. При дискретизации непрерывная величина заменяется набором дискретных отсчетов, которые берутся с определенным шагом по координате. Величина, обратная этому шагу, называется частотой дискретизации. Согласно теореме Котельникова – Шеннона, для точного восстановления сигнала по его отсчетам, частота дискретизации должна быть не меньше, чем удвоенная максимальная частота в спектре исследуемого сигнала.

Интерференция опорной и предметной волн является основой голографии. Рассмотрим простейший случай этого явления – интерференцию плоских волн. Как известно, в этом случае интенсивность в плоскости регистрации меняется синусоидально. Период полос d зависит от угла схождения и может быть вычислен из следующей формуле:

$$2d \sin \theta = \lambda.$$

Пространственная частота таких полос вычисляется как величина, обратная периоду. Будем считать эту частоту максимальной в спектре.

Внеосевой называется голограмма, при регистрации которой угол между нормальными к волновым фронтам опорной и объектной волн отличен от нуля. Преимущество такого типа голограмм в том, что возникающие в процессе восстановления за голограммой три волны распространяются в разных направлениях.

Одной из основных характеристик светочувствительной матрицы является расстояние между соседними светочувствительными элементами. Оно определяет частоту дискретизации. Вследствие теоремы Котельникова – Шеннона для регистрации интерференции плоских волн с помощью матрицы с определенной частотой дискретизации f_s угол схождения должен удовлетворять следующему выражению:

$$\theta \leq 2\arcsin(\lambda f_s/4),$$

то есть ограничен некоторым максимальным значением.

Рассмотрим алгоритм восстановления цифровых внеосевых голограмм. В качестве опорного пучка будем рассматривать плоскую волну. Выберем систему координат таким образом, чтобы регистрирующая среда располагалась в плоскости $z = 0$. Тогда комплексная амплитуда опорной волны в этой плоскости может быть записана в следующем виде:

$$R = R_0 \exp(-2\pi i \sin \theta y/\lambda).$$

Запишем интенсивность, регистрируемую на голограмме, как сумму комплексных амплитуд опорной (O) и объектной (R) волн, взятых в плоскости фоторегистратора:

$$I = O + R = |O|^2 + R_0^2 + O R_0 \exp(2\pi i \sin\theta y/\lambda) + O^* R_0 \exp(-2\pi i \sin\theta y/\lambda).$$

Вычислим преобразование Фурье от интенсивности голограммы и получим три слагаемых:

$$F[I] = (|O|^2 + R_0^2) * \delta(0) + R_0 F[O] * \delta(\sin\theta/\lambda) + R_0 F[O^*] * \delta(-\sin\theta/\lambda).$$

Каждое из слагаемых будет сдвинуто благодаря наличию сверток с δ -функциями, что дает возможность путем фильтрации спектра оставить только лишь второе слагаемое из суммы. Так как это слагаемое содержит Фурье-образ объектной волны, то, выполнив обратное преобразование Фурье, можно получить комплексную амплитуду объектной волны.



Рис.

На рисунке представлены голограмма, фотография объектного пучка и восстановленное с использованием алгоритма распределение интенсивности комплексной амплитуды объектной волны.

ИНДУЦИРОВАННАЯ СИНАПТИЧЕСКАЯ ПЛАСТИЧНОСТЬ В МОДЕЛИ ТОЧЕЧНОГО КОНТАКТА НЕЙРОЭЛЕКТРОННОГО ИНТЕРФЕЙСА

Е.О. Морозова, В.Б. Казанцев

Нижегородский госуниверситет

Нейроэлектронные интерфейсы широко используются для регистрации сигналов нейронной активности и обратного воздействия на культуру (осуществления обратной связи), что необходимо для изучения процессов обучения и памяти в нейронных сетях [1]. Изучение возможности и собственно механизмов обучения живых нейронных сетей является одной из актуальных исследовательских задач в настоящее время, поскольку в отличие от искусственных нейронных сетей, в биологических нейронных сетях нет общепринятых и эффективных механизмов их обучения.

В работе рассмотрена система из двух нейронов, расположенных на кремниевой подложке, состоящей из полевых транзисторов. Такую систему можно рас-

смаатривать как достаточно простую модель нейроэлектронного интерфейса. В данной системе существует два пути передачи сигнала между нейронами: с помощью синаптической связи и с помощью микроэлектроники. Первый вариант включает в себя емкостную стимуляцию первого нейрона, передачу сигнала через нейронную сеть и транзисторную регистрацию активности второго нейрона. Второй вариант включает транзисторную регистрацию активности первого нейрона, передачу сигнала через систему транзисторов и емкостную стимуляцию второго нейрона. В такой системе существует возможность управления весом связи с помощью транзисторной стимуляции, согласно правилу изменения силы связи в моделях STDP пластичности [2]. Модель STDP (Spike Time Depended Plasticity) описывает изменения веса связи между пре- и постсинаптическим нейроном в зависимости от временной разницы между пост- и пресинаптическими спайками. Следует отметить, что эта модель не учитывает влияние мембранного потенциала на величину связи, а также частотные зависимости следования пар пре-, постсинаптических спайков, которые наблюдаются в экспериментах. Поэтому в работе также рассмотрена модель STDP пластичности, зависящая от напряжения [3].

Изменения потенциалов действия на пресинаптическом и постсинаптическом нейронах описываются моделью Ходжкина – Хаксли, где входной ток задается суммой импульсов тока, поступающих на входные синапсы нейрона и представляющих собой пуассоновский поток событий с равномерным законом распределения амплитуды импульсов тока. Изменение потенциалов в электролите и на затворе транзистора описываются на основе эквивалентной схемы взаимодействия мембраны нервной клетки и полевого транзистора.

В данной модели предполагается, что нейроны соединены синаптической связью, но изначально связь очень слабая, так что сигнал по синаптической связи с первого на второй нейрон не проходит. Передача первых импульсов сигнала от пресинаптического нейрона к постсинаптическому осуществляется через микроэлектронику. Транзисторная стимуляция (искусственная передача сигнала от пресинаптического нейрона к постсинаптическому через время задержки, равное синаптической) приводит к увеличению веса и, соответственно, силы синаптической связи в момент возникновения спайка на постсинаптическом нейроне, после чего электронная схема отключается, и дальнейшая связь нейронов осуществляется только через синаптическую передачу.

В модели были замечены и изучены пороговые эффекты увеличения числа постсинаптических спайков от стимулирующего напряжения. Этот эффект обусловлен сложением амплитуды ионного тока через мембрану нейрона в модели Ходжкина-Хаксли, возникшего вследствие транзисторной стимуляции, со средней амплитудой импульсов тока пуассоновского потока, что приводит к более вероятному возникновению постсинаптических спайков.

- [1] Fromherz P. // *Nanoelectronics and Information Technology*. 2003. P.781.
- [2] Morrison A., Diesmann M., Gerstner W. // *Biol Cybern*. 2008. V.98. P.459.
- [3] Clopath C., Gerstner W. // *Frontiers in Synaptic Neuroscience*. 2010.V.2.

ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД В НЕЙРОНАЛЬНОЙ СЕТИ С СИНАПТИЧЕСКОЙ ПЛАСТИЧНОСТЬЮ

Ф.Д. Иудин¹⁾, Д.И. Иудин^{1,2)}, В.Б. Казанцев²⁾

¹⁾*Институт прикладной физики РАН*

²⁾*Нижегородский госуниверситет*

В работе рассматривается динамика модельной сети нейронов с изменяющейся (растущей) архитектурой связей и исследуется влияние синаптической пластичности (изменения числа и различных характеристик связей в зависимости от активности) на возникновение геометрического фазового перехода.

В качестве основного механизма синаптической пластичности в нашей модели используется правило Хебба: если аксон нейрона А передает сигнал нейрону В, то статистический вес связи А–В увеличивается [1]. Такой механизм пластичности способен понижать порог прохождения сигнала в модельной сети, но незначительно, поскольку для существенного увеличения вероятности прохождения сигнала по сети необходимо поддерживать в ней достаточно высокий устойчивый уровень активности.

При обучении нейрональной сети по правилу Хебба нужно принять во внимание несколько особенностей этого правила, затрудняющих обучение или вообще делающих его невозможным [2]. Во-первых, согласно правилу Хебба, увеличиваются статистические веса уже существующих связей, а новые связи не создаются, что в условиях случайно-однородного распределения нейронов на плоскости негативно влияет на эффективность работы нейрональной сети в целом. Во-вторых, в правиле Хебба отсутствует механизм переобучения или забывания. Если некоторая «хеббовская» нейрональная сеть приспособилась к конкретным условиям окружающей среды и дает устойчивый адаптивный отклик на внешние раздражители, а условия окружающей среды внезапно изменились, то эта сеть не сможет переобучиться и станет неадекватной окружающим условиям, поскольку будет осуществлять предыдущее поведение, активизируя «обученную» цепочку нейронов, что не приведет к достижению результата.

Проблема создания новых связей в нашей модели была решена введением механизма движения тел клеток по градиенту интегральной активности сети. В результате работы этого механизма случайно-однородное распределение нейронов изменяет свою пространственную топологию, нейроны объединяются в кластеры. Это приводит к существенному снижению порога перколяции в сети и увеличению интенсивности лавинообразной (пачечной) активности.

Для переобучения нейрональной сети в модели предложены механизмы депрессии активности и «забывания». Активность отдельно взятого нейрона ограничена сверху скоростью накачки энергии [3], а если связь нейронов А–В длительное время не пропускает через себя сигнал, то ее статистический вес экспоненциально спадает к начальному значению вероятности связи.

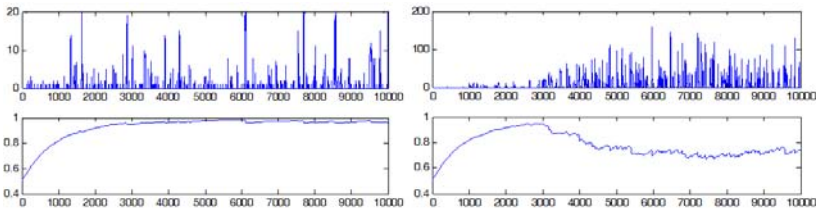


Рис. 1

Для регуляции эффективного расходования энергии введен еще один механизм пластичности: увеличение вероятности самовозбуждения конкретного нейрона в зависимости от уровня его энергии. Однако, в силу того, что вероятность самовозбуждения чрезвычайно мала, этот механизм не внёс заметного вклада в работу системы в целом.

В качестве результатов приведем сравнительный анализ работы модельной сети нейронов с пластичностью и без неё.

На рис. 1 изображена ситуация, когда нейрональная сеть в начальный момент времени находится существенно ниже порога прохождения сигнала. На графиках представлены зависимости количества возбужденных нейронов (верхняя картинка) и интегрального уровня энергии (нижняя картинка) от времени. Из рисунка видно, что пластичность существенно понижает порог перколяции и увеличивает уровень активности сети в десятки раз.

На рис. 2 показано пространственное распределение нейронов в модели: случайно-однородное в ситуации без пластичности (сверху) и фрактальное, с ярко выраженными кластерами в ситуации с пластичностью (снизу).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 10-01-00690-а, 11-04-12144), программы МКБ РАН и гранта Президента РФ MD-5096.2011.2.

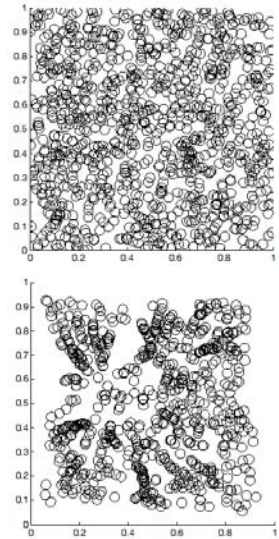


Рис. 2

- [1] Hebb D.O. The organization of behavior: a neuropsychological theory. – NewYork, 2002 (Originally published: New York: Willey, 1949). P.62.
- [2] Лахман К.В. Правило Хебба: «универсальный нейрофизиологический постулат» и великое заблуждение математиков. – М.: Изд-во МИФИ, 2010. С.5.
- [3] Иудин Ф.Д., Иудин Д.И., Казанцев В.Б. //В кн.: Сборник трудов XV научной конференции по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2011ю С.170.

МОДЕЛЬ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙРОННЫХ СИГНАЛОВ ВНЕКЛЕТОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

С.А. Герасимова, А.Л. Грибков, В.Б. Казанцев

*Нижегородский госуниверситет
Институт прикладной физики РАН*

Одной из актуальных междисциплинарных задач современной нейронауки является исследование биоэлектрической активности живых нейронов мозга на мультиэлектродных матрицах. Электрические разряды клеток регистрируются планарными микроэлектродами, размеры которых 20–50 мкм, порядка характерных размеров нейронов. Для определения клеток – источников сигнала и описания характеристик сигналов важной задачей является построение теоретической модели регистрации на планарный микроэлектрод конечных размеров.

В этой работе предлагается физическая модель регистрации сигналов с модельного нейрона внеклеточными электродами. Нейрон – источник сигнала – представляется в приближении диполя и квадруполь. Для регистрации потенциалов используются разные электроды (квадратные: 10×10 мм², 20×20 мм² и круглые: диаметром 10 мм и 20 мм, а также точечный электрод). Положение электрода изменяется в плоскости xy . Схема экспериментального макета представлена на рис. 1. Синусоидальный сигнал с генератора в 3,5 кГц подается на модельный нейрон, затем поступает на усилитель, детектируется, проверяется на осциллографе, затем данные снимаются с вольтметра. Целью работы является исследование влияния размера и формы электрода на амплитуду сигнала.

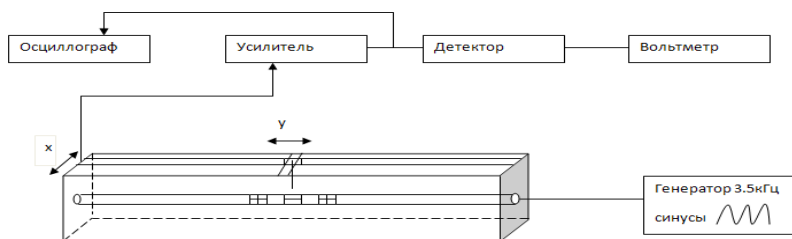


Рис. 1

На рисунках 2 и 3 представлены результаты эксперимента для модели нейрона с одним отростком, показаны зависимости амплитуды от расстояния для двух разных фиксированных отклонений по вертикальной оси.

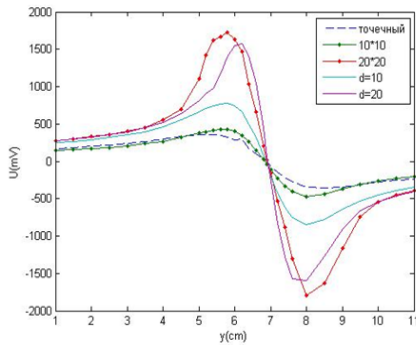


Рис. 2

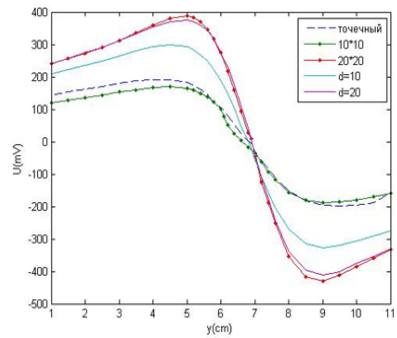


Рис. 3

На рисунках 4 и 5 изображены результаты эксперимента для модели нейрона с двумя отростками.

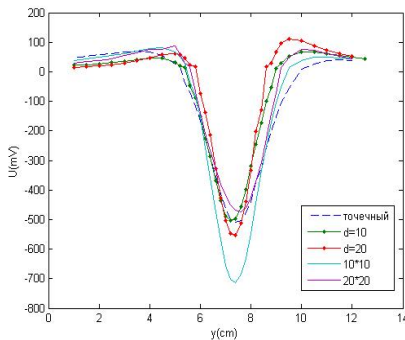


Рис. 4

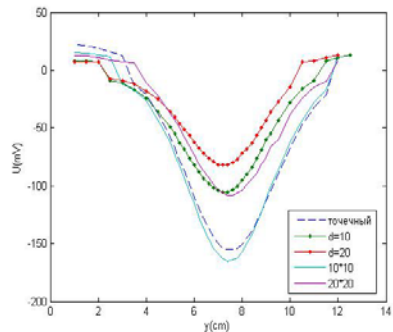


Рис. 5

На основе эксперимента было показано, что электрод большей площади фиксирует большую амплитуду, что наглядно демонстрируют рисунки 2–5, соответственно отношение сигнал/шум увеличивается при увеличении площади регистрирующего электрода. Форма электрода также влияет на амплитуду сигнала, но в меньшей степени. При этом нужно отметить, что размеры электрода соизмеримы с размерами клетки.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-04-12144, ФЦП (14.740.11.0075, 16.512.11.2136, 11.519.11.1003), программой МКБ РАН, грантом Президента РФ MD-5096.2011.2.

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРУКТУРЕ «КРЕМНИЙ–НИОБАТ ЛИТИЯ–ВОЗДУХ» ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ

Е.А. Машкович, М.И. Бакунов, М.В. Царев, С.Д. Горелов

Нижегородский госуниверситет

Оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах – широко применяемый метод генерации импульсного терагерцового (ТГц) излучения. Наиболее эффективными в настоящее время являются две схемы оптического выпрямления – синхронизованная генерация терагерцовой волны в кристалле LiNbO_3 (LN) лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности [1, 2] и генерация терагерцового черенковского излучения при волноводном распространении лазерного импульса в сэндвич-структуре с тонким слоем LN и согласующей кремниевой призмой [3–6]. Оптическое выпрямление скошенных лазерных импульсов большой (порядка десятков мДж) энергии позволило недавно получить ТГц импульсы с рекордной энергией 125 мкДж [2]. Схема на основе сэндвич-структуры с сердцевинкой из LN является рекордной по эффективности на меньших уровнях энергии накачки – порядка десятков мкДж. Недавно с ее помощью удалось достичь эффективности 0,25% при преобразовании в терагерцовое излучение импульсов титан-сапфирового усилителя с энергией 15–20 мкДж [6].

В настоящей работе экспериментально продемонстрировано, что высокая эффективность оптико-терагерцового преобразования в сэндвич-структуре с сердцевинкой из LN может быть достигнута и при накачке неусиленными импульсами от фемтосекундного титан-сапфирового генератора с энергией порядка нескольких нДж.

С электродинамической точки зрения режимы работы оптико-терагерцового преобразователя на основе сэндвич-структуры существенно отличаются при накачке усилителем и генератором. В первом случае импульс накачки по ряду причин выгодно фокусировать в линию [3–6], при этом структура генерируемого ТГц поля имеет фактически двумерный (квазиплоский) характер. Во втором случае для создания необходимой для нелинейно-оптического преобразования интенсивности оптического поля импульс накачки должен быть сильно сфокусирован, до размера < 100 мкм. При этом генерируемое ТГц излучение приобретает трехмерную структуру в виде расходящегося черенковского конуса, что уменьшает долю приходящей на детектор терагерцовой энергии.

Схема исследуемого оптико-терагерцового преобразователя приведена на рис. 1. Слой LN толщиной 35 мкм и поперечными размерами 10×10 мм прикреплен к линзе из высокоомного кремния, срезанной под черенковским углом 41° . В каче-

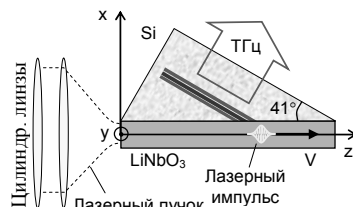


Рис. 1

стве накачки применялся титан-сапфировый генератор с длиной волны 800 нм, длительностью импульса 100 фс, энергией импульса 8 нДж и частотой повторения импульсов 80 МГц. Лазерный пучок (диаметром 1 мм) фокусировался на торец слоя LN (см. рис. 1) в одном случае – двумя цилиндрическими линзами ($c f = 75$ мм и 150 мм) в пятно с размерами 30 мкм и 50 мкм вдоль осей x и y соответственно, в другом случае – одной сферической линзой ($c f = 50$ мм) в пятно диаметром 25 мкм.

На рис. 2 показаны зависимости ТГц мощности (рис. 2а) и эффективности преобразования (рис. 2б) от мощности оптической накачки для случаев фокусировки двумя цилиндрическими линзами (квадраты) и одной сферической линзой (треугольники). Для сравнения приведены аналогичные зависимости для распространенной схемы ТГц генерации на основе кристалла ZnTe (кольца). Как видно из рис. 2а, генерируемая в сэндвич-структуре терагерцовая мощность выше при фокусировке одной сферической линзой, чем двумя цилиндрическими. Наибольшая эффективность оптико-терагерцового преобразования, достигнутая с помощью сэндвич-структуры в эксперименте, составляет $0,8 \times 10^{-4}$ (см. рис. 2б), что на два порядка больше, чем в традиционной схеме генерации на основе кристалла ZnTe. На рис. 3а показана осциллограмма генерируемого сэндвич-структурой ТГц сигнала, а на рис. 3б – спектр этого сигнала. Соотношение сигнал/шум в спектральной области составило 50 дБ.

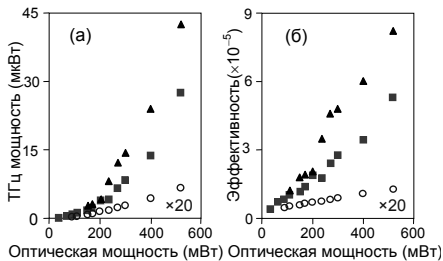


Рис. 2

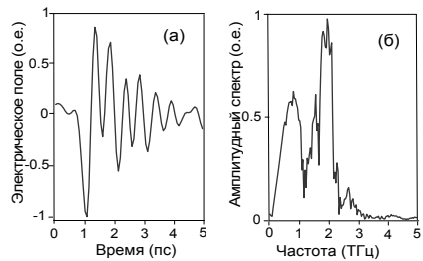


Рис. 3

Полученные результаты говорят о перспективности использования сэндвич-структуры с кремниевой призмой и тонким слоем ниобата лития, накачиваемым титан-сапфировым генератором, в качестве источника ТГц излучения для целей ТГц спектроскопии.

- [1] Hebling J., Almasi G., Kozma I. Z., Kuhl J. //Opt. Express. 2002. V.10. P.1161.
- [2] Fulop J.A., Palfalvi L., Klingebiel S. et al. //Opt. Lett. 2012. V.37. P.557.
- [3] Bodrov S.B., Bakunov M.I., Hangyo M. //J. Appl. Phys. 2008. V.104. 093105.
- [4] Bodrov S.B., Stepanov A.N., Bakunov M.I. et al. //Opt. Express. 2009. V.17. P.1871.
- [5] Bakunov M.I., Bodrov S.B. //Appl. Phys B. 2010. V.98. P.1.
- [6] Bodrov S.B., Ilyakov I.E., Shishkin B.V., Stepanov A.N. //Appl. Phys. Lett. 2012. V.100. P.201114.