

07;12

Спектральная зависимость эффекта оптического выпрямления в нанографитных пленках

© Г.М. Михеев, Р.Г. Зонов, А.Н. Образцов,
А.П. Волков, Ю.П. Свирко

Институт прикладной механики УрО РАН, Ижевск
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Физический факультет университета Йюенсуу, Финляндия
E-mail: gmmikhееv@udmnet.ru

Поступило в Редакцию 29 июля 2004 г.

Изучена спектральная зависимость эффекта оптического выпрямления (ЭОВ) в нанографитных пленках в диапазоне длин волн от 266 до 1900 nm. Показано, что в данном спектральном диапазоне при освещении нанографитных пленок импульсным лазерным излучением наносекундной длительности и постоянной мощности сигнал ЭОВ возрастает обратно пропорционально длине волны. Полученные результаты подтверждают сделанные ранее предположения о механизме наблюдаемого эффекта и свидетельствуют о перспективности использования нанографитных пленок для регистрации формы сверхкоротких лазерных импульсов инфракрасного, видимого и ультрафиолетового диапазонов, а также для создания генераторов электромагнитного излучения терагерцевого частотного диапазона.

Известно, что при прохождении мощного лазерного импульса через нелинейно-оптический кристалл в последнем возможно возникновение диэлектрической поляризации, воспроизводящей по форме огибающую лазерного импульса. Если такой нелинейно-оптический кристалл поместить между металлическими электродами, то возникающая в кристалле поляризация приводит к появлению на электродах квазистатического (импульсного) электрического напряжения, имеющего форму огибающей лазерного импульса. В этом заключается хорошо известный эффект оптического выпрямления (ЭОВ) [1,2]. В наших недавних публикациях [3,4] сообщалось о наблюдении ЭОВ в нанографитных пленках, полученных методом плазмохимического осаждения [5,6]. При этом импульс электрического напряжения, воспроизводящий форму

импульса наносекундной длительности, полученного с помощью лазера с модуляцией добротности, наблюдался между двумя электродами, прижатыми к поверхности пленки. Экспериментальные результаты объяснялись эффектом оптического выпрямления на квадрупольном вкладе квадратичной по полю статической поляризации нелинейной среды. Было установлено, что чувствительность η эффекта оптического выпрямления, определяемая по формуле

$$\eta = U/P, \quad (1)$$

где U — амплитуда импульсного электрического напряжения, а P — импульсная мощность лазерного излучения, различна на длине волны 1064 и 532 нм. Для понимания природы ЭОВ, наблюдаемого в нанографитных пленках, а также с точки зрения важных прикладных задач актуально изучение спектральной чувствительности указанных пленок при ЭОВ, что является целью данной работы.

Исследования проводились на образцах углеродных пленок, имеющих ярко выраженную пористую нанокристаллическую структуру [3–6]. Изготовленные пленки на кремниевой подложке с помощью двух плоских проводящих электродов прижимались к диэлектрическому держателю. Амплитудное значение напряжения U , возникающего между электродами при лазерном облучении графитной пленки, измерялось с помощью запоминающего осциллографа с входным сопротивлением 1 М Ω , а форма электрических импульсов наблюдалась на осциллографе с полосой пропускания 250 МГц и фотографировалась с помощью цифрового фотоаппарата. В качестве задающего источника оптического излучения с длиной волны $\lambda = 1064$ нм использовался одномодовый одночастотный YAG:Nd³⁺-лазер [7]. Полуширина лазерных импульсов τ составляла около 20 пс, диаметр лазерного пучка — 2 мм, энергия в импульсе — 60 мДж.

Для получения импульсов света с другой длиной волны использовались нелинейно-оптические преобразователи во вторую, третью и четвертую гармонику, а также преобразователь на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния света (ВКР) в сжатом водороде на колебательном переходе Q_{01} (1) с частотным сдвигом, равным 4155 см⁻¹ [8]. Преобразователи частоты во вторую, третью и четвертую гармоники, выполненные на кристаллах KTP, DKDP, BBO, обеспечивали получение лазерного излучения на длине волны 532, 354.7, 266 нм соответственно. Возбуждение ВКР первой или второй гармоникой задающего генератора с помощью фокусирующей линзы с фокусным расстоянием

$F = 66$ см в кювете со сжатым водородом, имеющей длину $L = 86$ см и давление $P = 25$ атм, позволяло получать достаточно мощные импульсы первой стоксовой компоненты на длине волны 1907 или 683 нм соответственно. Причем в соответствии с [9] мощное излучение на длине волны 683 нм наблюдалось и в прямом, и в обратном направлениях. Важной особенностью этого излучения, которая нашла свое проявление в описываемых экспериментах, является заметное различие формы импульсов для прямого и обратного направлений [10–12]. Накачка ВКР-преобразователя ($F = 66$ см, $L = 86$ см) излучением 532 нм при давлении водорода 3.5 атм позволяла получать импульсы достаточной мощности первой антистоксовой компоненты на длине волны 435.7 нм. В наших экспериментах пространственное разделение компонент излучения на разных длинах волн осуществлялось с помощью диспергирующей кварцевой призмы. Таким образом, импульсы исходного задающего лазера на длине волны 1064 нм преобразовывались в мощные импульсы света еще на 6 дискретных компонентах с длинами волн, лежащими в различных областях оптического спектра.

Измерение амплитуды U сигнала ЭОВ на всех спектральных компонентах осуществлялось для линейно p -поляризованного излучения, падающего на нанографитную пленку под фиксированным углом 45° . При этом плоскость падения была перпендикулярна электродам, расположенным на пленке параллельно друг другу вдоль двух противоположных сторон на расстоянии около 20 мм. Импульсная мощность падающего излучения для каждой спектральной компоненты определялась по формуле $P = \varepsilon/\tau$, где ε — энергия лазерного импульса, измеренная с помощью стандартного прибора, τ — длительность светового импульса по полувысоте. Необходимо отметить, что ранее нами было установлено, что форма импульса ЭОВ повторяет форму светового импульса [3,4]. Поэтому длительность лазерных импульсов на различных длинах волн определялась из формы сигнала ЭОВ, возникающего в нанографитных пленках под их воздействием. Далее по формуле (1) определялась чувствительность нанографитной пленки для различных длин волн. Вычисления по формуле (1) производились по данным, полученным в результате усреднения не менее 30 измерений.

На рис. 1 представлены формы импульсов лазерного излучения на длине волны 1064 нм (*a*), 1907 нм (*b*), 683 нм (стоксово излучение в прямом направлении) (*c*), 683 нм (стоксово излучение в обратном направлении) (*d*), 266 нм (*e*), полученные с помощью нанографитной пленки. Из рис. 1 видно, что формы импульсов стоксова излучения

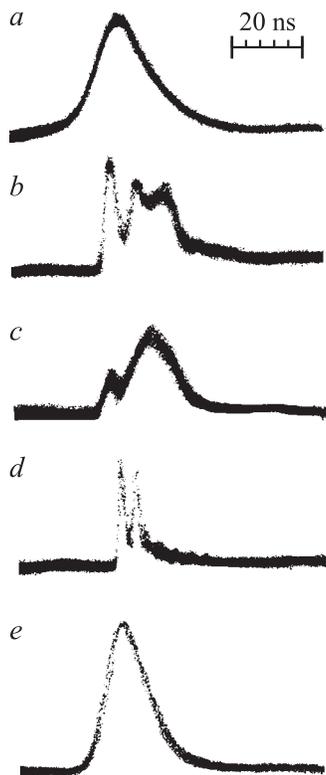


Рис. 1. Формы импульсов YAG:Nd³⁺-лазера с пассивной модуляцией добротности на длине волны излучения первой (*a*) и четвертой (*e*) гармоник; формы импульсов первых попутных стоксовых компонент ВКР на колебательном переходе в сжатом водороде при накачке излучением первой (*b*) и второй гармоник (*c*), а также обратной стоксовой компоненты (*d*) при возбуждении ВКР излучением второй гармоники YAG:Nd³⁺-лазера. Регистрация формы импульсов производилась по импульсному напряжению, возникающему в результате ЭОВ в нанографитных пленках. Амплитуда и взаимное временное расположение импульсов показаны произвольно.

на длине волны 683 nm в прямом и обратном направлениях имеют характерные, как это отмечалось выше, существенно отличающиеся друг от друга особенности, что находится в хорошем согласии с результатами известных работ [10–12]. Таким образом, из осцилло-

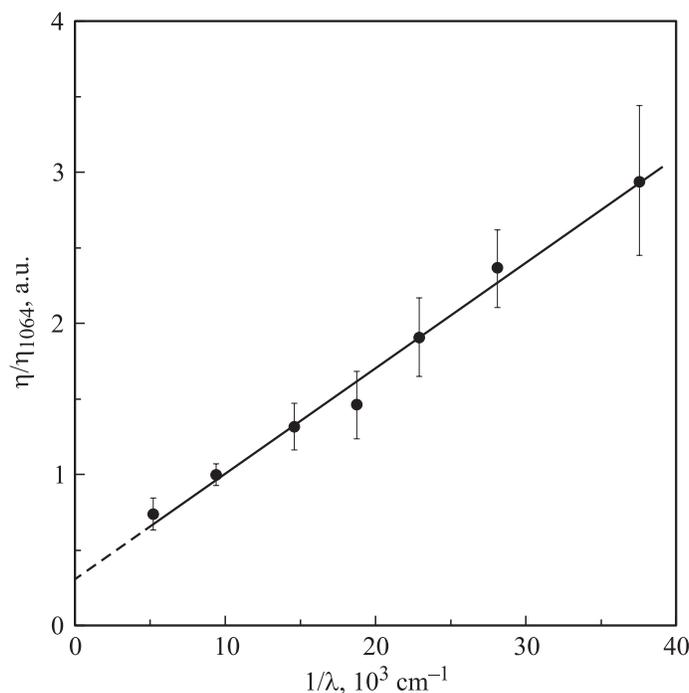


Рис. 2. Зависимость нормированной чувствительности η/η_{1064} ЭОВ в графитной пленке от $1/\lambda$ для наносекундного импульсного лазерного излучения.

грамм, представленных на рис. 1, следует, что ЭОВ в графитной пленке позволяет исследовать форму лазерных импульсов в широком спектральном диапазоне.

На рис. 2 представлена зависимость нормированной чувствительности η/η_{1064} от $1/\lambda$, где λ — длина волны возбуждающего ЭОВ лазера, а η_{1064} — чувствительность графитной пленки на длине волны 1064 nm. Видно, что зависимость $\eta/\eta_{1064}(1/\lambda)$ имеет линейный характер, причем чувствительность в инфракрасной области спектра уменьшается, а в ультрафиолетовой области монотонно возрастает. Примечательно, что точка пересечения аппроксимирующей прямой с осью ординат является положительной величиной. Последнее означает, что чувствительность исследуемой пленки в далекой инфракрасной области может иметь конечную, отличную от нуля величину. Таким

образом, фотоэлектрический преобразователь на ЭОВ, изготовленный на основе нанографитной пленки, существенно отличается от фотодатчиков на основе Si, GaAs, GaP и др., чувствительность которых в инфракрасной области резко уменьшается до нуля [13].

Представляет интерес также сравнение полученных нами экспериментальных результатов с теоретическими выводами, приведенными в [3]. В соответствии с работой [3] амплитуда U импульсного напряжения ЭОВ, возникающего на квадрупольном вкладе квадратичной по полю статической поляризации нелинейной среды может быть записана следующим образом:

$$U = -(4\pi S_0/\varepsilon L)\chi(\mathbf{E}\mathbf{E}^*)f(\alpha, \beta), \quad (2)$$

где S_0 — поперечное сечение лазерного пучка, \mathbf{E} и \mathbf{E}^* — вектор напряженности электрического поля, ε — диэлектрическая восприимчивость среды на нулевой частоте, L — длина электродов, $f(\alpha, \beta)$ — функция, зависящая от пространственной ориентации пленки относительно падающего пучка лазера, $\chi = 2 \operatorname{Re}\{2i\pi\chi_{xyyx}/\lambda\}$, где λ — длина волны лазерного излучения, а χ_{xyyx} — компонента тензора нелинейной квадрупольной восприимчивости второго порядка изотропной пленки, записанная в прямоугольной системе координат XYZ с осью OZ , направленной вдоль нормали к пленке. Если считать, что χ_{xyyx} не зависит от λ , то из (2) следует прямо пропорциональная зависимость чувствительности ЭОВ от $1/\lambda$ (т.е. от частоты возбуждающего лазера), что согласуется с представленными выше экспериментальными результатами (рис. 2). Из формулы (2) также следует, что сигнал ЭОВ должен обращаться в нуль при нулевой частоте лазерного излучения. Однако аппроксимация полученной экспериментальной зависимости в область низких частот (рис. 2) приводит к отличному от нуля значению чувствительности при нулевой частоте. Очевидно, что для корректного количественного сравнения теоретической зависимости (2) с экспериментальными результатами необходимо знать вид спектральной зависимости компоненты тензора χ_{xyyx} . Тем не менее можно считать, что на качественном уровне полученные экспериментальные результаты находятся в согласии с теоретическими выводами, за исключением не получившего пока адекватного объяснения факта ненулевой чувствительности в инфракрасной области.

Таким образом, проведенное экспериментальное исследование показывает, что нанографитные пленки могут быть использованы для преобразования наносекундного импульсного лазерного излучения в широком

спектральном диапазоне в импульсный электрический сигнал, форма которого соответствует огибающей лазерного импульса. Коэффициент преобразования мощности лазерных импульсов в электрическое напряжение возрастает обратно пропорционально длине волны лазерного излучения. Экспериментальные результаты находятся в качественном согласии с теорией, описывающей ЭОВ на квадрупольном вкладе квадратичной по полю статической поляризации нелинейной среды.

Авторы выражают искреннюю благодарность Т.Н. Могилевой за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (проект № 01–0254) и РФФИ (проект № 04–02–96011).

Список литературы

- [1] *Ward J.F.* // Phys. Rev. 1966. V. 143. P. 569–574.
- [2] *Морозов Б.Н., Айвазян Ю.М.* // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 1. С. 5–32. (Sov. J. Quantum Electron. 1980. V. 10. P. 1).
- [3] *Mikheev G.M., Zonov R.G., Obraztsov A.N., Svirko Yu.P.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 4854–4856.
- [4] *Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н., Свирко Ю.П.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 17. С. 88–94.
- [5] *Образцов А.Н., Волков А.П., Боронин А.И.* и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 970–97. (JETP. 2001. V. 93. P. 846).
- [6] *Obraztsov A.N., Zolotukhin A.A., Ustinov A.O.* et al. // Carbon. 2003. V. 41. P. 836–839.
- [7] *Михеев Г.М., Малеев Д.И., Могилева Т.Н.* // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. № 1. С. 45–47 (Sov. J. Quantum Electron. 1992. V. 22. P. 37).
- [8] *Stoicheff B.P.* // Can. J. of Phys. 1957. V. 35. P. 730–741.
- [9] *Михеев Г.М.* // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 3. С. 337–339 (Sov. J. Quantum Electron. 1991. V. 21. P. 304).
- [10] *Maier M., Kaiser W., Giordmaine J.A.* // Phys. Rev. 1969. V. 177. P. 580–599.
- [11] *Jacobs R.R., Goldhar J., Eimerl D., Brown S.B., Murray J.R.* // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. P. 264–266.
- [12] *Венкин Г., Есиков Д.А., Малеев Д.И., Михеев Г.М.* // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 379–386 (Sov. J. Quantum Electron. 1986. V. 16).
- [13] *Анисимова И.Д., Викулин И.М., Заитов Ф.А., Курмашев Ш.Д.* Полупроводниковые фотоприемники: Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. М.: Радио и связь, 1984. 216 с.