

ФОТОТЕРМОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КУММЕР-ГАУССОВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В СЕНСОРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ CdTe**

Г. С. Митюрин^{1*}, В. П. Велешчук², С. С. Гиргель¹,
Е. В. Лебедева³, А. И. Власенко², С. Н. Левицкий²

УДК 621.373.8;621.315.5

¹ Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины,
246019, Гомель, Беларусь; e-mail: george_mityurich@mail.ru

² Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАН Украины,
03028, Киев, Украина

³ Белорусский торгово-экономический университет потребительской кооперации,
246029, Гомель, Беларусь

(Поступила 13 апреля 2020)

Теоретически и экспериментально исследован процесс лазерного фототермоакустического преобразования в сенсорных полупроводниковых структурах. Получено выражение для импульса давления, описывающего эволюцию ультразвукового отклика, возбуждаемого наносекундным лазерным импульсом с куммер-гауссовым распределением интенсивности. Экспериментально продемонстрирована возможность эффективного управления процессом фототермоакустического преобразования лазерных импульсов в полупроводниковых структурах, используемых для создания высокочувствительных детекторов ионизирующего излучения.

Ключевые слова: фотоакустическая спектроскопия, лазерные пучки Куммера—Гаусса, функция Куммера, диссипация энергии, импульсный фотоакустический сигнал.

We theoretically and experimentally investigated the process of laser photothermoacoustic transformation in sensor semiconductor structures. We obtained the expression for a pressure pulse describing the evolution of an ultrasonic response excited by a nanosecond laser pulse with a Kummer–Gaussian intensity distribution. The possibility of effective control of the process of photothermoacoustic transformation of laser pulses in semiconductor structures used for creating highly sensitive detectors of ionizing radiation was experimentally demonstrated.

Keywords: photoacoustic spectroscopy, Kummer–Gauss laser beams, Kummer function, energy dissipation, pulsed photoacoustic signal.

Введение. Использование мощных наносекундных лазерных импульсов при облучении полупроводниковых структур позволяет создать условия существенного отклонения от термодинамического равновесия носителей заряда, что важно для формирования нано- и микроразмерных приповерхностных слоев в кристаллических структурах CdTe. Легированный индием CdTe — один из перспективных материалов для детекторов ионизирующего излучения. Это связано с резкими выпрямляющими

PHOTOTHERMOACOUSTIC TRANSFORMATION OF A KUMMER–GAUSSIAN LIGHT BEAM IN SEMICONDUCTOR SENSOR STRUCTURES ON THE BASIS OF CdTe

G. S. Mityurich^{1*}, V. P. Veleshchuk², S. S. Girgel¹, E. V. Lebedeva³, A. I. Vlasenko², S. N. Levitskiy²
(¹F. Skorina Gomel State University, Gomel, 246019, Belarus; e-mail: george_mityurich@mail.ru;
²V. E. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics of National Academy of the Sciences of Ukraine, Kiev, 03028, Ukraine; ³Belarusian Trade and Economic University Consumer Cooperatives, Gomel, 246029, Belarus)

**Доложено на международной конференции “The 20th International Conference of Photoacoustic and Photothermal Phenomena”, 7—12 июня 2019 г., Москва, Россия.

свойствами структуры, малым током протекания, возможностью обеспечения полного разделения и сбора носителей заряда сильным электрическим полем в диоде, что позволяет реализовать условия для сверхвысокого энергетического разрешения детектора. Однако процесс легирования CdTe примесью индия сопровождается эффектом самокомпенсации, т. е. формированием противоположно заряженных собственных дефектов или комплексированием легирующего элемента. Это ограничивает концентрацию зарядов до значений, существенно меньших концентрации примеси. Одной из важнейших проблем является поиск эффективного метода легирования, который позволяет уменьшить влияние самокомпенсации. Такой метод должен обеспечивать резкий профиль распределения индия, малую глубину залегания p - n -перехода, а процесс легирования не должен нарушать дефектную структуру и электрические свойства в объеме кристалла. Как показано [1], для обеспечения выше отмеченных условий перспективно использовать лазерное импульсное воздействие на полупроводниковую структуру.

Расчет. Достаточно эффективными, наряду с бесселевыми световыми пучками, представляются узконаправленные циркулярные лазерные пучки Куммера—Гаусса [2, 3], амплитуда которых с точностью до постоянной может быть представлена в виде [4]

$$E = G \left(\frac{P}{Q_B} \right)^{\nu} \left(\frac{R}{Q_B} \right)^m {}_1F_1(-\nu, m+1, R_2^2) e^{im\phi}, \quad (1)$$

где $G(R, Z) = 1/Q_B \exp\left(i \frac{R^2}{Q_B}\right)$ — гауссиан; ${}_1F_1(-\nu, m+1, R_2^2)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, часто называемая функцией Куммера; $Q_B = Z - Q_0$ — безразмерный комплексный параметр светового пучка, $Q_0 = Q'_0 + iQ''_0$ — комплексная величина; множитель $\exp(kz - \omega t)$ в выражении (1) опущен; $P = Z - P_0$, $P_0 = P'_0 + iP''_0$, $X = x/x_0$, $Y = y/y_0$, $Z = z/z_0$, $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$ — безразмерный радиус, $R_2^2 = iR^2(1/P - 1/Q_B)$, $z_0 = k'\omega_0^2/2$ — конфокальный параметр, ω_0 — перетяжка пучка.

Выражение (1) характеризует гауссоподобные 3D-световые пучки, обладающие цилиндрической (или циркулярной) симметрией. Эти пучки зависят от переменных в цилиндрической системе координат (R, z, ϕ) и четырех свободных параметров (m, ν, P_0, Q_0) . Из (1) несложно найти скорость диссипации энергии $Q = \text{div} \langle \vec{S} \rangle = \frac{\omega}{8\pi} |E|^2$ для циркулярных пучков Куммера—Гаусса в цилиндрической системе координат

$$Q = \frac{\omega}{8\pi} \frac{e^{-2k''z}}{z^2 + z_0^2} \exp \left[-2R \frac{z_0 + z \frac{k''}{k'}}{z^2 + z_0^2} \right] \left| {}_1F_1 \left(-\nu, m+1, i \left(\frac{1}{P} - \frac{1}{Q_B} \right) R^2 \left(1 + i \frac{k''}{k'} \right) \right) \right|^2, \quad (2)$$

где k' и k'' — действительная и мнимая части волнового числа, $k = k_0 n$, $k_0 = \omega/c$. Плотность мощности тепловых источников (2) входит в правую часть уравнения теплопроводности [5]:

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\beta_S} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{k_S} Q f(\Omega), \quad (3)$$

определяющего распределение поля температур в исследуемой полупроводниковой структуре, $f(\Omega)$ — импульсная функция модуляции. Если для всех гармоник импульсного акустического сигнала длина дифракции звука L_d намного меньше длины затухания упругой волны L_s ($L_d \ll L_s$), то из уравнения, Хохлова—Заболотской [6], описывающего эволюцию ультразвукового отклика, который возбуждается наносекундным лазерным импульсом с распределением интенсивности Куммера—Гаусса, можно представить в виде импульса давления [6]

$$P(z, \tau, r_1 = 0) = P_0(\tau) - \int_{-\infty}^{\tau} \omega_D Q \exp(-\omega_D(\tau - t) P_0(t)) dt, \quad (4)$$

где $\omega_D = \frac{2\nu_n z}{a_0^2}$, a_0 — радиус лазерного пучка, ν_n — скорость продольной акустической моды. Характерная частота ω_D возрастает с увеличением координаты z и уменьшением площади поперечного сечения светового пучка.

Для случая однородного поглощения света ($k'' = \text{const}$) и короткого лазерного импульса ($k''v_n\tau_n \ll 1$) интеграл (4) несложно выразить в элементарных функциях (полагается $z \ll z_0$)[6]:

$$P(\tau) = \frac{k''\beta E_0 c_0^2 Q}{2C_p} \begin{cases} \frac{\exp(\omega_a \tau)}{1+D}, \tau < 0 \\ \frac{\exp(-\omega_a \tau)}{D-1} - \frac{2D \exp(-\omega_D \tau)}{D^2-1}, \tau > 0 \end{cases}, \quad (5)$$

где $D = \frac{\omega_D}{k''} = \frac{2z}{k''a_0^2}$ — безразмерное расстояние, выраженное в длинах дифракции $L_0 = k''a_0^2/2$ на ча-

стоте ω_a , $\tau = t - z/v_n$ — время в сопровождающей системе координат, $\omega_a = k''v_n$ — характерная частота спектра фотоакустического сигнала. При $\tau > 0$ сигнал определяется коэффициентом поглощения света k'' и частотой дифракции ω_D . При $D \ll 1$ профиль фотоакустического отклика определяется поглощением света, а дифракционная составляющая существенна только при $k''\tau \geq 3-5$. В случае $D \geq 3$, наоборот, при малых τ ($k''\tau < 1-2$) сигнал изменяется по экспоненте с показателем ω_D , а при $k''\tau \geq 1$ — с показателем k'' . Таким образом, первоначально симметричный импульс сжатия по мере распространения приобретает вид следующих друг за другом импульсов сжатия и разряжения.

Зависимости пространственного распределения световых пучков Куммера—Гаусса от координаты X представлены на рис. 1. Видно, что изменением параметров P , Q_B , v , m можно добиться равномерной засветки исследуемой полупроводниковой сенсорной структуры световым импульсом. Это позволяет максимально эффективно реализовать бародиффузионный механизм введения примеси индия в CdTe.

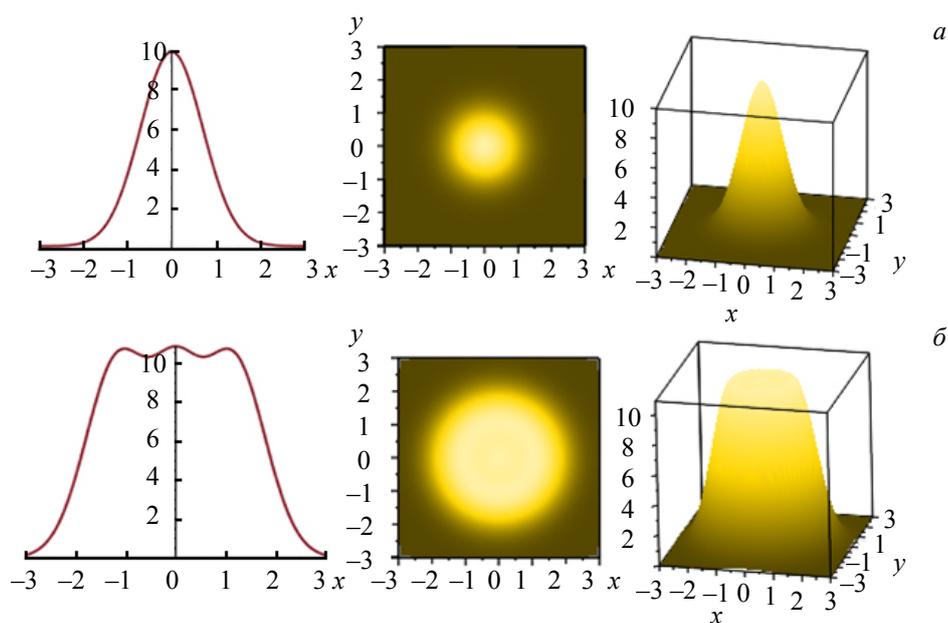


Рис. 1. Профили интенсивности пучков Куммера—Гаусса при $v = 0$ (а) и $0.6 - 3i$ (б)

Для формирования необходимого профиля пучков Куммера—Гаусса следует использовать, как и в [7], бинарные дифракционные оптические элементы. Учтем, что облучение импульсами длительностью 7—20 нс может приводить к образованию дефектов в зоне лазерного легирования проводника, что усложняет практическое применение данной методики в обычных условиях, т. е. при формировании пучков Куммера—Гаусса в возбужденной среде. При облучении полупроводниковых структур, погруженных в жидкость, возникновение резких градиентов в импульсе возможно при меньшей полной энергии, без значительного нагрева образца CdTe и нежелательного дефектообразования.

Эксперимент. При облучении в воде важно контролировать давление P , возникающее вследствие лазерно-стимулированных наносекундных процессов нагрева, плавления, газо- и плазмообразования, происходящих в окрестности границы раздела вода/In. По мере повышения E достижение плавления пленки In может приводить к значительному скачкообразному возрастанию P (рис. 2). При этом температура плавления индия при облучении In/CdTe в условиях “зажатой” поверхности может смещаться в сторону больших значений за счет зависимости от давления [6]. Также могут происходить вскипание воды и, соответственно, генерация дополнительного импульса давления. Поэтому задача определения порога плавления индия важна, ее решение требует применения ФТА метода.

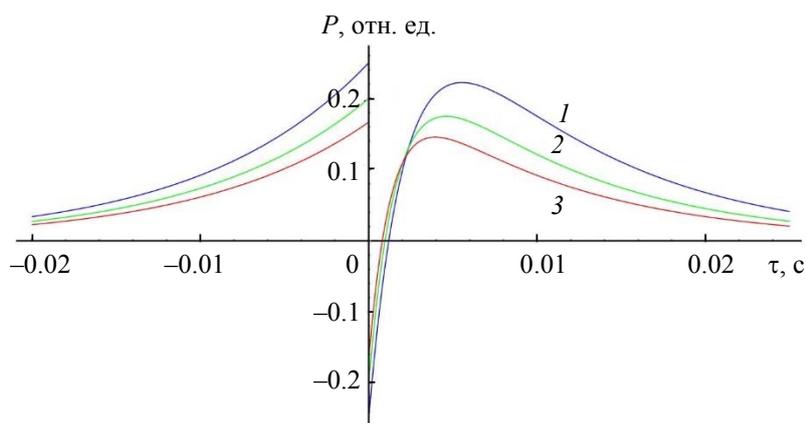


Рис. 2. Зависимость импульса давления от τ при $z = 7.5 \cdot 10^{-6}$ (1), $10 \cdot 10^{-6}$ (2), $12.5 \cdot 10^{-6}$ м (3)

При облучении полупроводниковой структуры In/CdTe наносекундными гауссоподобными импульсами использованы кристаллы p -CdTe (111) размером 5×5 мм (толщиной 0.5 мм) с удельным сопротивлением $(2-4) \cdot 10^9$ Ом \cdot см. Пленка In толщиной 400 нм нанесена термическим напылением в вакууме при давлении 10^{-5} атм. Облучение лазерными импульсами второй гармоники YAG:Nd-лазера ($\lambda = 532$ нм, $\tau_{\text{имп}} = 7$ нс) проведено на воздухе и в кювете с дистиллированной водой. Диаметр облучаемой зоны 1 мм, распределение энергии по площади достаточно равномерное.

Акустический отклик при лазерном воздействии детектировался пьезоэлектрическим преобразователем с обратной стороны образца. Пьезодатчик (тип П-113 с комплекта акустического прибора АФ-15) представляет собой пьезоэлемент ЦТС-18 в форме усеченного конуса в металлическом корпусе с керамическим протектором для акустического контакта. Резонансная частота 400 кГц. Электрические сигналы пьезодатчика зарегистрированы в частотном диапазоне 200—2000 кГц. Аппаратный коэффициент усиления ($A_{\text{in}}/A_{\text{out}}$) сигналов находится в пределах линейности динамического диапазона усилительного тракта и составляет 50—74 дБ. Образец на подложке из плексигласа (толщиной 1 см, диаметром 10 см) и пьезоэлектрический преобразователь находятся в медной ячейке с водой. Коэффициент поглощения входного стекла и воды на $\lambda = 532$ нм составляет 11 %.

Результаты и их обсуждение. На рис. 3 приведены типичные сигналы при облучении излучением неодимового лазера In/CdTe при двух значениях энергии в воде и на воздухе [8]. Видно, что при облучении в воде за счет демпфирования водой поверхности образца сигнал модулирован, т. е. за счет зажатия грани очень слабо проявляется импульс отдачи, поскольку всесторонний коэффициент изотермической сжимаемости воды $-1/V(dV/dP)$ очень мал: $51.1 \cdot 10^{-11}$ Па $^{-1}$ (0 °С). На рис. 3, в видно, что начальный (первый положительный) импульс разгрузки отсутствует, а импульс сжатия остается. Четыре группы импульсов соответствуют переотражениям от боковых (на рис. 2 сверху и снизу) граней акустического буфера.

При облучении в воде и на воздухе следует учитывать такие физические процессы, как плавление индия, которое протекает по-разному, так называемое взрывное вскипание воды при наносекундном лазерном облучении и лазерно-индуцированное испарение атомов индия, которое интенсивно протекает на воздухе и подавлено в воде.

Установлено, что при облучении в воде полупроводниковой структуры In/CdTe гауссоподобными лазерными импульсами ($\tau = 7$ нс) давление в области энерговыделения существенно выше, чем при

облучении на воздухе. До порога плавления индия, когда имеет место ФТА эффект, давления различаются в 17 раз; в случае двойного превышения порога плавления In — в 30 раз.

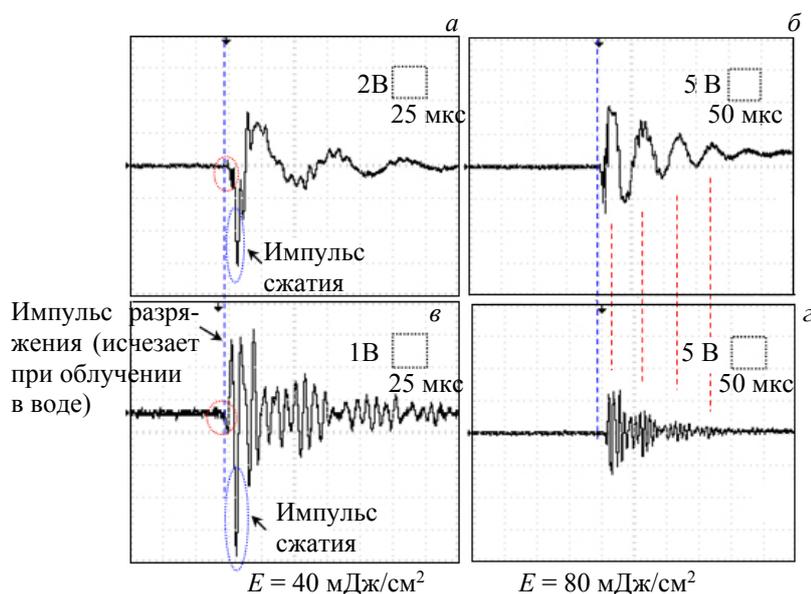


Рис. 3. Акустический отклик при облучении полупроводниковой структуры In/CdTe наносекундным излучением лазера в воде (а, б) и на воздухе (в, г)

Заключение. Определен порог плавления индия при облучении структуры In/CdTe в воде излучением неодимового лазера $E_{\text{inc}} = 80 \text{ мДж/см}^2$, что меньше, чем при облучении на воздухе (115 мДж/см^2) за счет испарения атомов индия. Показано, что использование гипергеометрических световых пучков (Куммера—Гаусса) позволяет реализовать возможность эффективного управления фототермоакустическим преобразованием лазерных импульсов в полупроводниковых структурах, используемых для создания высокочувствительных детекторов ионизирующего излучения.

- [1] V. Gnatyuk, S. Levytskyi, O. I. Vlasenko, T. Aoki. *Thai J. Nanosci. Nanotech.*, **1**, N 2 (2016) 7—16
- [2] С. С. Гиргель. *Проблемы физики, математики, техники*, **30**, № 1 (2017) 13—16
- [3] С. С. Гиргель. *Проблемы физики, математики, техники*, **24**, № 3 (2015) 7—9
- [4] С. С. Гиргель. *Проблемы физики, математики, техники*, **31**, № 2 (2017) 10—14
- [5] G. S. Mityurich, E. V. Chernenok, V. V. Sviridova, A. N. Serdyukov. *Crystallogr. Rep.*, **60**, N 2 (2015) 273—279
- [6] А. А. Карабутов, В. Э. Гусев. *Лазерная оптоакустика*, Москва, Наука (1991)
- [7] В. В. Котлер, А. А. Ковалёв, Р. В. Скидальков, С. Н. Хонина. *Компьют. оптика*, **32**, № 2 (2008) 180—186
- [8] А. И. Власенко, В. П. Велешук, В. А. Гнатюк, С. Н. Левицкий, З. К. Власенко, Г. Д. Ивлев, Е. И. Гацкевич. *ФТТ*, **57**, № 6 (2015) 1073—1078