

## Использование особенностей фотоупругого эффекта для измерения параметров оптоэлектронных приборов

А. Р. Гасанов, Р. А. Гасанов, А. Р. Рустамов, Р. А. Ахмедов, М. В. Садыхов

*Обсуждены особенности фотоупругого эффекта и показано, что они могут быть использованы для измерения параметров лазера и фотоприемника, которые являются основными узлами любого оптоэлектронного изделия. Проведен краткий обзор известных методов измерения параметров лазера и фотоприемника, отмечены некоторые ограничения в их применениях. Теоретически обоснована возможность использования особенностей фотоупругого эффекта для измерения параметров инерционности фотоприемника. Формула для расчета отклика на выходе акустооптического процессора на прямоугольное входное воздействие выведена и использована для отдельной оценки времени пересечения оптического пучка упругим волновым пакетом и инерционности фотоприемника. Также доказано, что путем выбора короткого входного воздействия особенностей фотоупругого эффекта можно использовать для определения конфигурации поперечного сечения лазерного пучка и закона распределения плотности потока мощности в нем. Результаты теоретических исследований апробированы численными расчетами и подтверждены экспериментальными измерениями.*

*Ключевые слова:* фотоупругий эффект, лазер, фотоприемник, оптоэлектроника, плотность потока мощности, инерционность.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-5-430-441

### Введение

Под фотоупругостью обычно понимают явление возникновения оптической ани-

зотропии в первоначально изотропных твердых телах (в том числе полимерах) под действием механических напряжений. Этот эффект является следствием зависимости диэлектрической проницаемости вещества от деформации и наблюдается, например, в виде двойного лучепреломления и дихроизма, возникающих под действием механических нагрузок. Фотоупругость также лежит в основе взаимодействия света и ультразвука в твердых телах (акустооптический эффект).

Целью данной работы является обсуждение особенностей фотоупругого эффекта, которые могут быть использованы для измерения параметров оптоэлектронных приборов, имеющих в своем составе лазеры и/или фотоприемники.

Гасанов Афиг Рашид оглы, д.т.н., профессор.

E-mail: afig.gasanov.51@mail.ru

Гасанов Руслан Афиг оглы, д.т.н., доцент.

E-mail: ruslan-icq@mail.ru

Рустамов Асад Рашид оглы, к.т.н., профессор.

E-mail: asad-rustam@mail.ru

Ахмедов Ровшан Арахман оглы, докторант.

E-mail: rovshan.ahmadov96@list.ru

Садыхов Масуд Вугар оглы, докторант.

E-mail: sadiqovm.1999@gmail.com

Национальная Академия Авиации Азербайджана.

Азербайджан, AZ1045, г. Баку, проспект Мардакан, 30.

Статья поступила в редакцию 25 июня 2021 г.

© Гасанов А. Р., Гасанов Р. А., Рустамов А. Р., Ахмедов Р. А., Садыхов М. В., 2021

## Фотоупругий эффект, его реализация и особенности

Фотоупругий эффект [1] реализуется в акустооптическом модуляторе (АОМ), представляющим собой (см. рис. 1) изготовленную из стекол или кристаллов фотоупругую среду (ФУС), к одному торцу которой прикреплен электроакустический преобразователь (ЭАП) длиной  $L$  и шириной  $H$ , а к другому – акустический поглотитель (АП).

В АОМ электрический сигнал преобразуется ЭАП в упругую волну (УВ) с длиной волны  $\Lambda$ , распространяющуюся в ФУС к АП со скоростью  $v$ . Просвечивающий АОМ пучок света от лазера с длиной волны  $\lambda$  модулируется при дифракции на неоднородностях диэлектрической проницаемости, вызываемых деформациями материала ФУС, обусловленными УВ. Качество ФУС оценивается коэффициентом добротности:  $M = n^6 p^2 / (\rho v^3)$ , где  $n$ ,  $p$  и  $\rho$  – соответственно коэффициент преломления, фотоупругая постоянная и плотность среды взаимодействия.

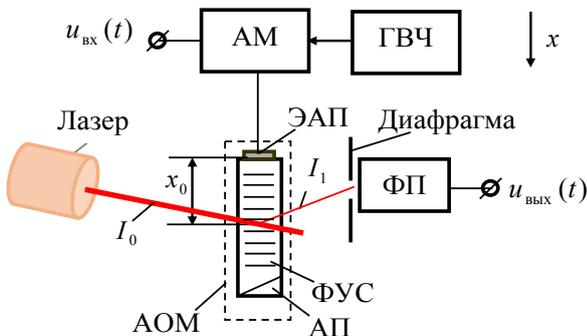


Рис. 1. Схема акустооптического процессора.

Отклоненный свет детектируется фотоприемником (ФП). В схеме на рис. 1 используется режим дифракции Брэгга, при котором лазерный свет с интенсивностью  $I_0$  падает в апертуру АОМ под углом Брэгга, а именно,  $\theta_B = \arcsin(0,5\lambda/\Lambda)$ . После взаимодействия оптической волны с УВ в ФУС часть светового пучка с интенсивностью  $I_1$  отклоняется в первый дифракционный порядок.

Интенсивности падающего и отклоненного световых пучков связаны следующим примерным равенством [2]:

$$I_1(t) \approx I_0 \eta(t), \quad (1)$$

где  $\eta(t)$  – дифракционная эффективность, которая определяется по формуле

$$\eta(t) = \left[ (\pi^2 M L) / (2 \lambda^2 H) \right] \times P_a(t), \quad (2)$$

где  $P_a(t)$  – мощность акустической (упругой) волны в ФУС.

На основе формулы (1) можно написать следующее выражение для мощности отклоненного в первый порядок светового пучка с равномерным распределением интенсивности в пределах площади его поперечного сечения  $S_1$ :

$$P_1(t) = S_1 I_1(t) = S_1 I_0 \eta(t) = (S_1 P_0 / S_0) \times \eta(t), \quad (3)$$

где  $S_0$  и  $P_0 = S_0 I_0$  – соответственно площадь поперечного сечения и мощность падающего в апертуру АОМ светового пучка.

Из совместного анализа формул (2) и (3) следует, что в конкретной реализации акустооптического процессора временная зависимость мощности отклоненного светового пучка обуславливается лишь мощностью УВ, которая является механическим аналогом входного электрического сигнала.

АОМ работают на частотах от нескольких десятков МГц до единиц ГГц. Поэтому спектр входного импульса  $u_{вх}(t)$  с нужными параметрами необходимо перенести в область рабочих частот АОМ. Следовательно, наличие амплитудного манипулятора (АМ) и генератора высокой частоты (ГВЧ) является обязательным условием. Как правило, частота ГВЧ выбирается равной центральной частоте АОМ.

Из приведенной интерпретации фотоупругого эффекта следует, что лазер и ФП являются основными узлами акустооптического процессора. Соответственно, адаптируя работу отдельных узлов этого процессо-

ра к решаемой задаче, по характеристикам выходного отклика  $u_{\text{вых}}(t)$  на заданное входное воздействие  $u_{\text{вх}}(t)$  можно определить отдельные параметры исследуемого прибора, т. е. ФП или лазера. Эти приборы являются основными компонентами любого оптоэлектронного изделия, которое, как правило, обладает некоторыми предельными возможностями, определяемыми параметрами его составных узлов [3].

В соответствии с характером решаемых задач примем, что напряжение на входе процессора  $u_{\text{вх}}(t)$  имеет форму прямоугольного импульса с длительностью  $\tau_i$ . При этом площадь поперечного сечения отклоненного светового пучка будет функцией времени, а формула (3) будет иметь следующий вид:

$$P_1(t) = (P_0/S_0) \times S_1(t) \times \eta(t). \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что в области неизменной акустической мощности  $\eta(t) = \text{const}$  и временная зависимость мощности отклоненного светового пучка будет определяться только процессами входа и выхода упругого волнового пакета в оптический пучок в ФУС.

### Метод измерения параметров инерционности ФП

Инерционность ФП оценивают постоянной времени нарастания переходной характеристики  $\tau_{\text{ФП}}$  или временем нарастания переходной характеристики  $\tau_{\text{н.ФП}}$ . Постоянная времени нарастания переходной характеристики  $\tau_{\text{ФП}}$  определяется как промежуток времени от начала облучения до момента, когда выходная величина достигает  $(1-1/e) \times 100 = 63,2\%$  от установившегося значения. В то время как время нарастания переходной характеристики  $\tau_{\text{н.ФП}}$  определяется как промежуток времени, в течение которого выходная величина изменяется от 0,1

до 0,9 установившегося значения. В случае обработки аналогового сигнала, инерционность ФП характеризуется граничной частотой  $f_{\text{гр.ФП}}$ , на которой амплитуда его сигнала уменьшается до уровня  $1/\sqrt{2}$  относительно стационарного значения. Между этими тремя параметрами существует однозначная связь:

$$f_{\text{гр.ФП}} = 1/(2\pi\tau_{\text{ФП}}) = \ln(9)/(2\pi\tau_{\text{н.ФП}}). \quad (5)$$

Известны методы и средства измерения параметров инерционности фотоприемников [4–6]. В [4] обсуждается метод измерения параметров быстрого действия фотоприемников, в котором испытательный сигнал – сверхкороткие (около 3 пс) оптические импульсы формируются импульсным волоконным лазером. Саморегулирующийся электрический метод измерения частотных характеристик высокоскоростных фотоприемников посредством сегментарного преобразования с повышением частоты, основанного на низкоскоростной фотонной выборке, предлагается в работе [5]. Модуляционный метод для измерения параметров фотоприемника на длину волны 10,6 мкм в гетеродинном режиме описывается в статье [6]. Очевидно, что во всех случаях исключена возможность адаптации параметров испытательного сигнала к ожидаемым значениям параметров исследуемого фотоприемника. Следовательно, каждый из этих методов в отдельности не может быть использован для исследования фотоэлектрических характеристик широкого спектра полупроводников, в том числе фотоприемников.

Таким образом, создание измерительной системы, которая легко адаптируется к исследованию фотоэлектрических характеристик различных полупроводниковых материалов, в частности, фотоприемников является важной научно-технической задачей.

На основе процессора на рис. 1 можно создать устройство для исследования фотоэлектрических характеристик широкого спектра полупроводников, в том числе фотоприемников.

Абстрагируясь от второстепенных факторов, можно принять, что в формировании времени нарастания импульса на выходе ФП участвуют два слагаемых: время пересечения оптического пучка упругим волновым пакетом и постоянная времени нарастания ФП. Сначала рассмотрим работу устройства с идеальным безынерционным ФП. Примем, что время нарастания отклика ФП формируется только за счет времени пересечения оптического пучка УВ. Для простоты рассмотрим случай, когда используется оптический пучок с круглым поперечным сечением, который имеет равномерное распределение интенсивности в пределах его поперечного сечения (см. рис. 2).

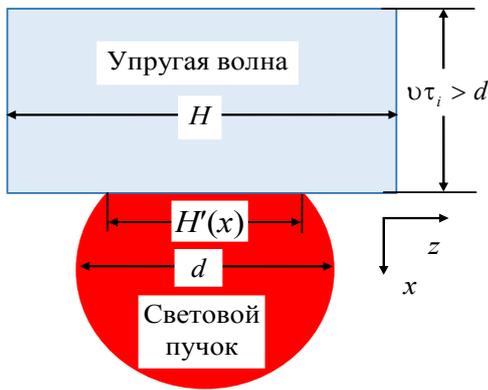


Рис. 2. Геометрия фотоупругого взаимодействия в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка с круглым поперечным сечением для случая, когда  $v\tau_i > d$ .

Процесс вхождения упругого волнового пакета в оптический пучок сопровождается увеличением площади поперечного сечения отклоненного светового пучка  $S_1(x)$  от нуля до максимального значения  $S_0$ . Площадь поперечного сечения отклоненного светового пучка  $S_1(x)$  равна площади сечения акустооптического взаимодействия в плоскости  $xoz$  и определяется следующим уравнением:

$$S_1(x) = \int_{x_0}^x H'(x) dx, \quad \text{при } x_0 \leq x \leq x_0 + d, \quad (6)$$

где

$$H'(x) = 2\sqrt{d(x-x_0)-(x-x_0)^2}, \quad \text{при } x_0 \leq x \leq x_0 + d \quad (7)$$

– длина линии пересечения переднего фронта упругой волны со световым пучком в плоскости  $xoz$ ;  $x$  – текущая координата;  $x_0$  – расстояние от ЭАП до точки акустооптического взаимодействия;  $d$  – диаметр лазерного пучка света.

При  $x > x_0 + d$ , площадь поперечного сечения отклоненного светового пучка будет равна максимальному значению  $S_0$  и определяться как:

$$S_1(x)|_{x \geq x_0 + d} = S_0 = \int_{x_0}^{x_0 + d} H'(x) dx = 0,25\pi d^2, \quad \text{при } x_0 + d \leq x \leq x_0 + v\tau_i. \quad (8)$$

Учитывая, что в выбранной системе отсчета текущая координата  $x$  связана с текущим временем  $t$  равенством  $x = vt$ , соотношения (6) и (7) можно перенести на временную плоскость в следующей форме:

$$S_1(t) = v \times \int_{\tau}^t H'(t) dt,$$

при  $\tau \leq t \leq \tau + d/v$ ;

$$H'(t) = 2v\sqrt{\frac{d}{v}t - t^2} \left[ \sigma(t - \tau) - \sigma\left(t - \tau - \frac{d}{v}\right) \right],$$

при  $\tau \leq t \leq \tau + d/v$ ,

где  $\sigma(t)$  – единичная функция Хевисайда.

На основе последних выражений записываем конечное уравнение для площади поперечного сечения отклоненного светового пучка в следующей форме:

$$S_1(t) = 2v^2 \times \int_{\tau}^t \sqrt{\frac{d}{v}(t - \tau) - (t - \tau)^2} dt, \quad \text{при } \tau \leq t \leq \tau + d/v. \quad (9)$$

Процесс вхождения упругого волнового пакета в оптический пучок описывается нормированной функцией

$$g_{\phi}(t) = S_1(t)/S_0. \quad (10)$$

Определяемую по формуле (10) функцию  $g_{\phi}(t)$  будем называть переходной характеристикой изображенного на рис. 1 акустооптического процессора.

Подставляя (8) и (9) в (10), получаем следующее выражение для переходной характеристики акустооптического процессора:

$$g_{\phi}(t) = \frac{4v}{\pi d^2} \times \int_{\tau}^t H'(\xi) d\xi, \quad (11)$$

при  $\tau \leq t \leq \tau + \tau_0$

или

$$g_{\phi}(t) = \frac{8}{\pi \tau_0^2} \times \int_{\tau}^t \sqrt{\tau_0(\xi - \tau) - (\xi - \tau)^2} d\xi, \quad (12)$$

при  $\tau \leq t \leq \tau + \tau_0$ ,

где  $\tau_0 = d/v$ .

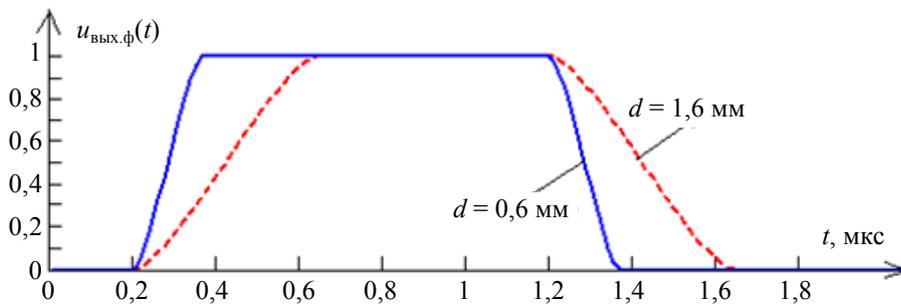
В промежутке времени от  $t = \tau + d/v$  до  $t = \tau + \tau_i$  имеет место полное акустооптическое взаимодействие. Затем упругий волновой пакет начинает выходить из апертуры

светового пучка, что сопровождается уменьшением площади поперечного сечения отклоненного светового пучка  $S_1(t)$  от максимального значения  $S_0$  до нуля. Другими словами, процесс выхода упругого волнового пакета из апертуры светового пучка описывается функцией аналогичной (12), которая имеет знак минус и смещена на время, равное длительности входного импульса  $\tau_i$ . В результате, на выходе идеального ФП формируется напряжение

$$u_{\text{вых.}\phi}(t) = c [g_{\phi}(t) - g_{\phi}(t - \tau_i)], \quad (13)$$

где  $c$  – постоянный множитель.

**Численный анализ 1.** Моделируется отклик на выходе безынерционного ФП для двух значений диаметра светового пучка 1,6 мм и 0,6 мм. Также принимается, что  $v = 3630$  м/с;  $\tau = 0,2$  мкс;  $\tau_i = 1$  мкс и постоянный множитель  $c = 1$ . Расчет проводится в программе Mathcad по формулам (12) и (13). Расчетные графики откликов на выходе ФП приведены на рис. 3.



**Рис. 3.** Расчетные графики напряжения на выходе безынерционного ФП при  $v = 3630$  м/с;  $\tau_i = 1$  мкс;  $\tau = 0,2$  мкс.

По формулам (11), (12) и по графикам на рис. 3 определяется время нарастания переходной характеристики  $\tau_{н.ф}$  как время, в течение которого функция  $g_{\phi}(t)$  изменяется от 0,1 до 0,9 своего максимального значения, т. е. до 1. Оно в случае  $d = 1,6$  мм составляет  $\tau_{н.ф} = 0,303$  мкс, а в случае  $d = 0,6$  мм –  $\tau_{н.ф} = 0,114$  мкс. Эти значения подтверждаются графиками на рис. 3. В обоих случаях длительности импульсов равны (определяются на уровне 0,5 от максимального значения) и составляет 1 мкс, т. е. равна длительности входного импульса  $\tau_i$ . Из ре-

зультатов численного анализа следует, что с уменьшением диаметра светового пучка уменьшается время нарастания переходной характеристики  $\tau_{н.ф}$ .

Теперь рассмотрим работу устройства с реальным инерционным ФП, который характеризуется постоянной времени нарастания переходной характеристики  $\tau_{фП}$  или временем нарастания переходной характеристики  $\tau_{н.фП}$ . Переходная характеристика ФП описывается выражением

$$g_{фП}(t) = 1 - \exp(-t/\tau_{фП}). \quad (14)$$

Отклик такого ФП на прямоугольный световой импульс с длительностью  $\tau_i$  определяется следующим образом:

$$u_{\text{вых.ФП}}(t) = c[g_{\text{ФП}}(t) - g_{\text{ФП}}(t - \tau_i)]. \quad (15)$$

Переходная характеристика акустооптического процессора с реальным фотоприемником  $g(t)$  находится как произведение  $g_{\text{ф}}(t)$ , который определяется выражением (12), на  $g_{\text{ФП}}(t)$ , который определяется выражением (14). Другими словами, имеем формулу

$$g(t) = g_{\text{ф}}(t) \times g_{\text{ФП}}(t). \quad (16)$$

Соответственно, при входном импульсе  $u_{\text{вх}}(t)$  с длительностью  $\tau_i$ , на выходе ФП формируется напряжение

$$u_{\text{вых}}(t) = c[g(t) - g(t - \tau_i)]. \quad (17)$$

Параметры конкретного образца акустооптического процессора остаются неизменными, а их влияние на измеряемый параметр может быть вычислено и учтено в дальнейших измерениях как приборная погрешность. Соответственно, по параметрам, определяемого по формуле (17) отклика, можно определить параметры инерционности ФП.

Численное значение постоянного множителя в формулах (13), (15) и (17) обсуждается в работе [7].

**Численный анализ 2.** Примем, что на вход процессора подается прямоугольный импульс с длительностью  $\tau_i = 15$  мкс. Также примем, что  $v = 3630$  м/с;  $\tau = 0,2$  мкс;  $d = 1,6$  мм и постоянный множитель  $c = 1$ .

Рассмотрим параметры известного ФП типа ФД-24К, для которого по справочным данным  $\tau_{\text{н.ФП}} \leq 10$  мкс [8]. По формуле (5) определяем  $\tau_{\text{ФП}} = \tau_{\text{н.ФП}} / \ln(9) \leq 10 / \ln(9) = 4,551$  мкс.

Вычисленные и построенные по формулам (12), (14), (16) и (17) графики откликов ФП без учета влияния процессора (красная пунктирная линия) и с учетом влияния процессора (синяя сплошная линия) приведены на рис. 4.

Из сравнения графиков на рис. 4 следует, что они практически совпадают. Другими словами, при выбранных параметрах влиянием времени пересечения оптического пучка упругим волновым пакетом можно пренебречь и принять, что инерционность акустооптического процессора определяется только параметрами ФП. Это обусловлено тем, что  $\tau_{\text{н.ФП}} / \tau_{\text{н.ф}} = 10 / 0,303 \approx 33$ . Таким образом, основываясь на данные графиков на рис. 3 и на полученные результаты численного анализа, можно утверждать, что предложенный метод пригоден для исследования фотоэлектрических характеристик широкого спектра полупроводников, в том числе ФП. При этом из сравнения графиков на рис. 3 следует, что путем уменьшения диаметра светового пучка можно расширить предельные возможности предложенного устройства.

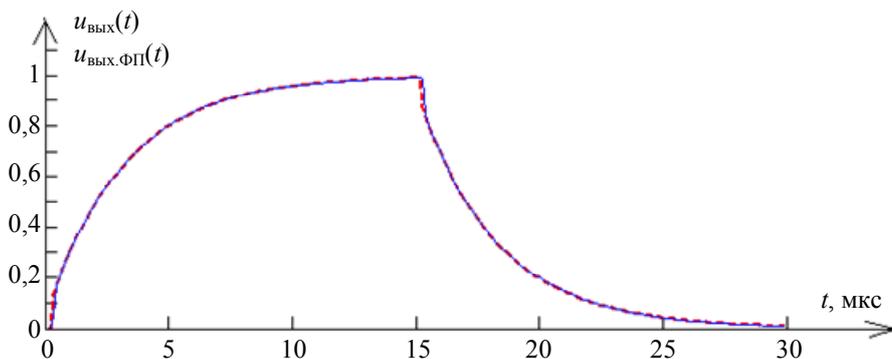


Рис. 4. Расчетные графики откликов ФП без учета влияния формирователя (красная пунктирная линия) и с учетом влияния формирователя (синяя сплошная линия), при  $v = 3630$  м/с;  $d = 1,6$  мм;  $\tau_i = 15$  мкс;  $\tau = 0,2$  мкс.

### Метод измерения энергогеометрических параметров лазерного излучения

Конфигурация поперечного сечения светового пучка и закон распределения плотности потока мощности в нем являются основными энергогеометрическими параметрами лазерного излучения. Генерация лазерного пучка с равномерным распределением плотности потока мощности практически невозможна. Теоретические методы определения закона распределения плотности потока мощности не отличаются высокой точностью. Поэтому для решения указанной проблемы разрабатываются различные экспериментальные методы измерения и приборы для их реализации. Для решения этой задачи в [9] предлагается матрица пьезоэлектрических резонаторов, которую предпочтительно применять для измерения распределения плотности потока мощности относительно маломощных лазеров. Предложенный в [10] метод измерения пригоден для решения проблемы по отношению к мощным лазерам. Краткий обзор методов и средств решения этой задачи доказывает ее высокую актуальность.

Примем, что длительность упругого волнового пакета отвечает требованию  $\tau_i \ll \tau_0$ . В этих условиях выражение (6) принимает следующий вид:

$$S_1(x) = v\tau_i H'(x). \quad (18)$$

Соответственно, площадь сечения акустооптического взаимодействия в плоскости  $xoz$ , являясь функцией координаты  $x$ , будет намного меньше площади поперечного сечения оптического пучка, так как  $d \gg v\tau_i$  (рис. 5). Вместе с тем длительность взаимодействия будет определяться временем пересечения лазерного пучка акустическим волновым пакетом. Поэтому длительность импульса на выходе ФП будет равна  $d/v = \tau_0$ , что намного больше длительности упругого волнового пакета.

Формула (4), которая предназначена для определения мощности отклоненного свето-

вого пучка с равномерным распределением интенсивности в пределах площади его поперечного сечения  $S_1(x)$ , адаптируется к данной ситуации следующим образом:

$$P_1(x) = S_1(x)I_1 = S_1(x)I_0\eta = S_1(x)\eta P_0 / S_0. \quad (19)$$

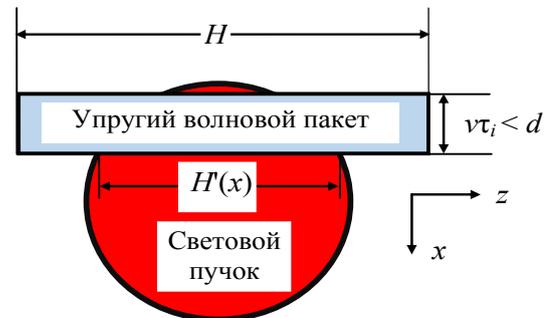


Рис. 5. Геометрия акустооптического взаимодействия в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка с круглым поперечным сечением для случая, когда  $v\tau_i < d$ .

Дифракционная эффективность АОМ при постоянной мощности входного электрического сигнала является постоянной величиной для выбранной конструкции измерителя. Поэтому изменение мощности отклоненного в первый порядок светового пучка будет обусловлено только  $S_1(x)$ , которая определяется из формулы (19) теперь следующим образом:

$$S_1(x) = P_1(x) / (\eta P_0 / S_0). \quad (20)$$

Формула (20) позволяет постулировать, что по измеренной зависимости  $P_1(x)$  можно определить конфигурации поперечного сечения отклоненного светового пучка, которая почти не отличается от конфигурации поперечного сечения падающего в апертуру АОМ лазерного пучка. При этом чем меньше длительность входного импульса, тем точнее результаты измерения. В этом случае упругий волновой пакет превращается в сканирующую линию, которая, перемещаясь по оси  $x$ , извлекает информацию о конфигурации поперечного сечения лазерного пучка.

**Численный анализ 3.** Рассмотрим взаимодействие лазерного пучка с упругим волновым пакетом при:  $d = 1,6$  мм;  $P_0 = 3$  мВт;  $v = 3,63$  км/с;  $\tau_i = 0,2$  мкс;  $x_0 = 0,4$  мм;  $\eta = 0,3$ .

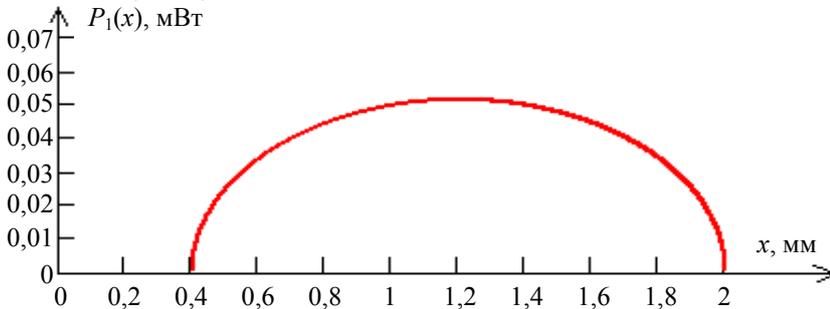


Рис. 6. График распределения мощности в круглом поперечном сечении лазерного пучка.

Так как плотность потока мощности равномерно распределена в поперечном сечении лазерного пучка, то форма кривой на рис.6 с точностью до постоянного множителя воспроизводит конфигурацию его поперечного сечения (в данном случае круглого с диаметром  $d = 1,6$  мм).

Вышеприведенная интерпретация фотоупругого эффекта может быть использована также для экспериментального определения закона распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка. Для этого с помощью соответствующего отверстия формируется лазерный пучок с постоянной шириной, т. е. с неизменным размером по оси  $x$  (рис. 7).

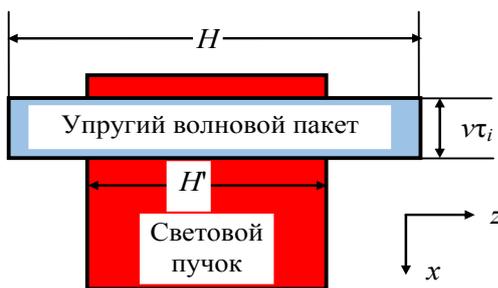


Рис. 7. Геометрия акустооптического взаимодействия в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка с прямоугольным поперечным сечением.

В этих условиях соотношение (19) приобретает следующую форму:

$$P_1(x) = S_1 \eta P_0 f(x) / S_0, \quad (21)$$

Построенный по формуле (19) график функции распределения мощности в поперечном сечении лазерного излучения  $P_1(x)$  приведен на рис. 6.

где  $f(x)$  – функция распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка.

В этом случае изменение мощности отклоненного в первый порядок светового пучка будет обусловлено только  $f(x)$ , которая определяется из формулы (21) следующим образом:

$$f(x) = P_1(x) S_0 / (S_1 \eta P_0). \quad (22)$$

В соответствии с формулой (21), по измеренной зависимости  $P_1(x)$  можно определить закон распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка.

**Численный анализ 4.** Рассмотрим взаимодействие лазерного пучка с нормальным (гауссовым) распределением с акустическим волновым пакетом при  $H' = 1,6$  мм;  $P_0 = 3$  мВт;  $v = 3,63$  км/с;  $\tau_i = 0,2$  мкс;  $x_0 = 0,4$  мм;  $\eta = 0,3$ .

Гауссово распределение адаптируется к рассматриваемой ситуации следующим образом:

$$f(x) = \exp \left[ \frac{-(x - x_0 - 0,5H')^2}{2(0,5H')^2} \right], \quad (23)$$

при  $x_0 \leq x \leq x_0 + H'$ .

Построенный по формулам (18) и (19) график функции распределения мощности в поперечном сечении лазерного излучения  $P_1(x)$  приведен на рис. 8.

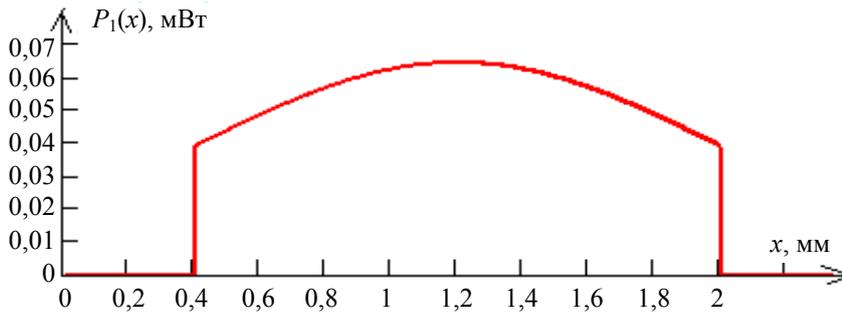


Рис. 8. График распределения мощности в квадратном поперечном сечении лазерного излучения.

График на рис. 8 однозначно соответствует формуле (23).

### Экспериментальные исследования

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 9. Здесь акустооптический процессор реализован на АОМ с центральной частотой 80 МГц, который выполнен на стеклообразном фотоупругом материале типа ТФ-7, в котором упругие волны распространяются со скоростью  $v = 3,63$  км/с. Ча-

стота генератора Г4-107 выбирается равной центральной частоте АОМ и составляет 80 МГц. Прямоугольный импульс с необходимыми параметрами формируется в генераторе импульсов Г5-54. В качестве источника света используется полупроводниковый лазер. Другими словами, требования к когерентности невысокие. Фотография нулевого  $I_0$  и первого  $I_1$  дифракционного порядков сделана в режиме сигнала без модуляции. Свет в первом дифракционном порядке через щель в экране падает на светочувствительную поверхность ФП.

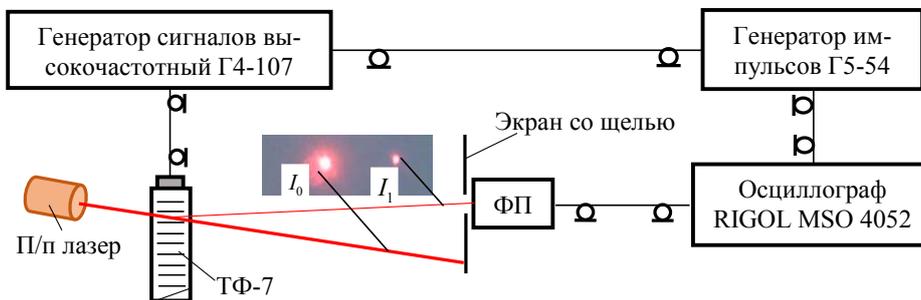


Рис. 9. Схема экспериментальной установки.

### Измерение параметров инерционности ФП

Объектом исследования был выбран ФП типа ФД-24К. При этом сформированный в генераторе импульсов Г5-54 прямоугольный импульс с длительностью  $\tau_i = 15$  мкс синхронизирует осциллограф RIGOL MSO4052 и модулирует колебание генератора Г4-107, который работает в режиме внешней импульсной модуляции. Прямоугольный импульс с генератора Г5-54 и импульс с выхода ФП отображаются на экране осциллографа RIGOL MSO4052 одновременно (см. рис. 10). Импульс на выходе ФП

(рис. 10, 2) отстает от импульса на входе процессора (рис. 10, 1) примерно на 6 мкс.

Определенное по осциллограмме на рис. 10, 2 время нарастания выходного импульса примерно равно 7 мкс. Другими словами, точное значение времени нарастания переходной характеристики экспериментального образца ФД-24К меньше указанного в паспорте изделия ( $\leq 10$  мкс). Именно поэтому параметры расчетного графика на рис. 4 несколько отличаются от параметров осциллограммы импульса на выходе ФП (рис. 10, 2). Длительности входного и выходного импульсов равны. Высокочастотная наводка на выходном импульсе (рис. 10, 2)

появляется из-за открытых контактов фотоприемника в лабораторном макете.

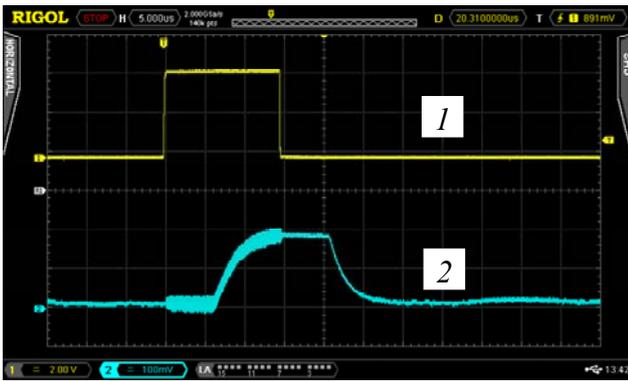


Рис. 10. Осциллограммы напряжений на входе процессора (1) и на выходе ФД-24К (2).

Таким образом, инерционность объекта исследования, т. е. выбранного экземпляра фотодиода ФД-24К характеризуется следующими параметрами: время нарастания переходной характеристики  $\tau_{н.ФП} = 7$  мкс; постоянная времени нарастания переходной характеристики  $\tau_{ФП} = 3,186$  мкс; граничная частота  $f_{гр.ФП} = 50$  кГц.

### Измерение энергогеометрических параметров лазерного излучения

Как было отмечено выше, таковыми являются конфигурация поперечного сечения лазерного пучка и закон распределения интенсивности в нем. Для решения поставленной задачи в схеме на рис. 9 в качестве ФП был использован фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-114. Сформированный в генераторе импульсов Г5-54 прямоугольный импульс с длительностью  $\tau_i = 0,1$  мкс модулирует колебание генератора Г4-107, который возбуждает в АОМ сканирующий упругий волновой пакет с длительностью 0,1 мкс.

Осциллограммы напряжений на входе и на выходе акустооптического процессора с параметрами  $v = 3,63$  км/сек;  $d = 1,6$  мм;  $\tau = 0,7$  мкс приведены на рис. 11.

Длительность входного импульса (определяется по осциллограмме на уровне 0,5 от максимального значения) равна  $\tau_i \approx 0,1$  мкс.

Длительность выходного импульса равна  $\approx 0,4$  мкс, что соответствует установленному выше положению и равна отношению  $d/v$ .



Рис. 11. Осциллограммы импульсов на входе (1) и на выходе (2) измерителя с параметрами  $v = 3,63$  км/сек;  $d = 1,6$  мм;  $\tau = 0,7$  мкс.

В рассматриваемом случае лазерный пучок имеет круглое поперечное сечение и нормальное (или почти нормальное) распределение плотности потока мощности в нем. Соответственно упругий волновой пакет при сканировании оптического пучка извлекает информацию как о конфигурации его поперечного сечения, так и о распределении плотности потока мощности в нем. Поэтому осциллограмма на рис. 11, 2 соответствует сумме изображенных на рис. 6 и на рис. 8 двух графиков.

Была снята зависимость длительности выходного импульса  $\tau_{out}$  от длительности входного импульса  $\tau_i$ . График этой зависимости изображен на рис. 12.

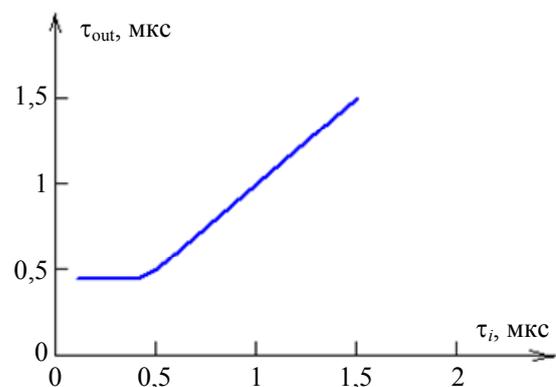


Рис. 12. График экспериментальной зависимости  $\tau_{out}(\tau_i)$ .

Из экспериментального графика на рис. 12 очевидны следующие особенности формирования выходного импульса.

1. Если длительность входного импульса меньше времени пересечения оптического пучка упругим волновым пакетом (в данном случае она составляет примерно 0,4 мкс), то длительность выходного импульса определяется величиной  $d/v$  и не зависит от длительности входного импульса.

2. Если длительность входного импульса больше времени пересечения оптического пучка акустическим волновым пакетом, то длительность выходного импульса равна длительности входного импульса.

Экспериментальные данные однозначно подтверждают результаты численного анализа.

### Заключение

Акустооптический процессор позволяет формировать световой импульс, длительность и амплитуда которого можно регулировать в широких пределах. При этом энергию светового импульса можно выбирать с точностью до энергии одного фотона [7]. Все это предопределяет высокий потенциал применения акустооптического процессора для исследования фотоэлектрических характеристик полупроводников, в том числе фотоприемников.

Лабораторный вариант акустооптического формирователя позволил определить более точное значение времени нарастания переходной характеристики конкретного образца фотоприемника ФД-24К, что необходимо в некоторых случаях, например, при подборе фотоприемников с идентичными параметрами для акустооптического фазоинвертора с разделенной нагрузкой [11].

В известных применениях акустооптический процессор используется для обработки сигнала, который подается на его электрический вход. При этом параметры оптической волны считаются априори известными. Очевидно, что такой подход оставляет в тени возможные отклонения па-

раметров лазерного пучка от принятых норм. Описанный выше метод определения конфигурации поперечного сечения лазерного пучка и измерения плотности потока мощности в нем решает диаметрально противоположную задачу. Входной прямоугольный электрический импульс с малой длительностью используется как сканирующий элемент (линия) и используется для считывания информации об энергогеометрических параметрах лазерного пучка. При этом путем соответствующих настроек конфигурацию поперечного сечения лазерного пучка и закон распределения плотности потока мощности в нем можно определить в отдельности.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гасанов А. Р., Гасанов Р. А. // Специальная техника. 2013. № 1. С. 11.
2. Lee J. N., Van der Lugt A. // Proc. IEEE. 1989. Vol. 77. № 10. P. 158.
3. Игнатов А. Н. Оптоэлектронные приборы и устройства. – М.: Эко-Трендз, 2006.
4. Бычков С. Б., Волков И. В., Глазов А. И., Королёв И. С., Савкин К. Б., Хатырев Н. П. // Измерительная техника. 2020. № 8. С. 36. DOI: <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2020-8-36-42>
5. Mengke Wang, Shangjian Zhang, Yutong He, Zhao Liu, Xuyan Zhang, Heng Wang, Yangxue Ma, Bao Sun, Yali Zhang, Zhiyao Zhang, Yong Liu. // Optics Express. 2019. Vol. 27. Issue 26. P. 38250. <https://doi.org/10.1364/OE.382798>
6. Ложников В. Е., Дирочка А. И. // Прикладная физика. 2016. № 3. С. 51.
7. Ахмедов Р. А., Гасанов А. Р., Гасанов Р. А., Гусейнов А. Г. // Физические основы приборостроения. 2020. Т. 9. № 1(35). С. 71. DOI: 10.25210/jfor-2001-071078
8. Гасанов Р. А. // Управление, контроль, диагностика. 2015. № 12. С. 31.
9. Zotov K. V., Bazarov T. O., Fedorov V. V., Savichev I. A., Korolkov A. E., Mukhankov D. M., Konyashkin A. V., Ryabushkin O. A. // Proc. SPIE 11028, Optical Sensors 2019, 110282C (11 April 2019). DOI: 10.1117/12.2521562
10. Бульгин Ф. В., Горяинова И. В., Ковалев А. А., Марамзин К. Д. // Журнал технической физики. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 87.
11. Gasanov A. R., Gasanov R. A., Guseinov A. G. et al. // Radioelectron. Commun. Syst. 2020. № 63. P. 497. <https://doi.org/10.3103/S073527272009004>

## Using the features of the photoelastic effect to measure the parameters of optoelectronic devices

*A. R. Hasanov, R. A. Hasanov, A. R. Rustamov, R. A. Ahmadov, and M. V. Sadikhov*

Azerbaijan National Aviation Academy  
30 Mardakan Ave., AZ1045, Baku, Azerbaijan Republic  
E-mail: afig.gasanov.51@mail.ru

*Received June 25, 2021*

*The features of the photoelastic effect are discussed and it is shown that they can be used to measure the parameters of a laser and a photodetector, which are the main units of any optoelectronic product. A brief review of the known methods for measuring the parameters of a laser and a photodetector is carried out, and some limitations in their application are noted. The possibility of using the features of the photoelastic effect for measuring the parameters of the inertia of the photodetector is theoretically substantiated. A formula for calculating the response at the output of an acousto-optic processor to a rectangular input action is derived and used to separately estimate the time of crossing the optical beam by an elastic wave packet and the inertia of the photodetector. It has also been proven that by choosing a short input action, the features of the photoelastic effect can be used to determine the configuration of the cross section of the laser beam and the law of the distribution of the power flux density in it. The results of theoretical studies have been tested by numerical calculations and confirmed by experimental measurements.*

*Keywords:* photoelastic effect, laser, photodetector, optoelectronics, power flux density, inertia.

**DOI:** 10.51368/2307-4469-2021-9-5-430-441

### REFERENCES

1. A. R. Gasanov and R. A. Gasanov, *Special'naya tekhnika*, No. 1, 11 (2013).
2. J. N. Lee and Van der A. Lugt, *Proc. IEEE* **77** (10), 158 (1989).
3. A. N. Ignatov, *Optoelectronic Devices*. (Eko-Trendz, Moscow, 2006) [in Russian]
4. S. B. Bychkov, I. V. Volkov, A. I. Glazov, I. S. Korolyov, K. B. Savkin, and N. P. Hatyrev, *Izmeritel'naya tekhnika*, No. 8, 42 (2020).  
DOI:org/10.32446/0368-1025it.2020-8-36-42
5. Mengke Wang, Shangjian Zhang, Yutong He, Zhao Liu, Xuyan Zhang, Heng Wang, Yangxue Ma, Bao Sun, Yali Zhang, Zhiyao Zhang, and Yong Liu, *Optics Express* **27** (26), 38250 (2019).  
DOI:org/10.1364/OE.382798
6. V. E. Lozhnikov and A. I. Dirochka, *Applied Physics*, No. 3, 51 (2016) [in Russian].
7. R. A. Ahmedov, A. R. Gasanov, R. A. Gasanov, and A. G. Gusejnov, *Fizicheskie osnovy priborostroeniya* **9** (1(35)), 71 (2020).  
DOI: 10.25210/jfop-2001-071078
8. R. A. Gasanov, *Upravlenie, kontrol', diagnostika*, No. 12, 31 (2015).
9. K. V. Zotov, T. O. Bazarov, V. V. Fedorov, I. A. Savichev, A. E. Korolkov, D. M. Mukhankov, A. V. Kon'yashkin, and O. A. Ryabushkin, *Proc. SPIE 11028, Optical Sensors 2019, 110282C* (11 April 2019).  
DOI: 10.1117/12.2521562
10. F. V. Bulygin, I. V. Goryainova, A. A. Kovalev, and K. D. Maramzin, *Tech. Phys.* **77**, 87 (2007).
11. A. R. Gasanov, R. A. Gasanov, and A. G. Gusejnov, *Radioelectron. Commun. Syst.*, No. 63, 497 (2020).  
DOI:org/10.3103/S073527272009004