

01;05;06;12

## Генерация изгибных колебаний полупроводниковых пластин локальными тепловыми источниками

© А.М. Орлов, А.А. Скворцов, О.В. Литвиненко

Ульяновский государственный университет,  
432700 Ульяновск, Россия  
e-mail: scvor@sv.uven.ru

(Поступило в Редакцию 22 июля 2002 г. В окончательной редакции 15 декабря 2002 г.)

Проведен теоретический и экспериментальный анализ температурных полей при импульсном токовом нагреве дорожки металлизации на поверхности полупроводниковой пластины. Показано, что любые скачкообразные изменения мощности нагрева возбуждают в пластине изгибные колебания, амплитуда которых в пределах области безопасной работы полупроводниковой структуры пропорциональна величине скачка. Найден коэффициент затухания всего волнового пакета  $\Gamma = 1103 \text{ s}^{-1}$  и различных частотных составляющих возбуждаемого излучения для кремниевой пластины толщиной  $300 \text{ }\mu\text{m}$ .

В настоящее время межэлементные соединения интегральных микросхем реализуются на основе миниатюрных тонкопленочных дорожек металлизации. В моменты включения и выключения приборов, как и при их работе в импульсном режиме, действие значительных скачков потенциала и тока на металлизацию приводит к локальным тепловым возмущениям в кристалле. Нестационарное термическое расширение в свою очередь порождает механические колебания, распространение которых не только искажает электрические сигналы [1], но и наряду с тепловым воздействием [2] ускоряет деградацию микросхемы. Поэтому совместный анализ тепловых и колебательных процессов в кристалле может дать важную информацию о характере возникновения и динамике протекания рассматриваемых термоакустических явлений. Изучению данной проблемы и посвящена настоящая работа.

### Температурные поля поверхностного источника нагрева

Найдем температурное поле, возникающее в полупроводниковой пластине при пропускании тока через прямоугольную дорожку металлизации на поверхности.

Анализ задачи о прямоугольном источнике нагрева начнем с построения ее функции Грина, т.е. решения для точечного источника тепла мощностью  $w$ , действующего с момента времени  $\tau = 0$  в центре сферической системы координат. Нестационарное уравнение теплопроводности для сферически симметричной задачи имеет вид [3]

$$\frac{\partial T(r, \tau)}{\partial \tau} = a \left( \frac{\partial^2 T(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T(r, \tau)}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где  $T$  — температура, К;  $r$  — радиальная координата, м;  $a = \lambda/(cd)$  — коэффициент температуропроводности пластины,  $\text{m}^2/\text{s}$ ;  $\lambda$  — теплопроводность,  $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ ;  $c$  — удельная теплоемкость,  $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ;  $d$  — плотность,  $\text{kg}/\text{m}^3$ .

Пластину выберем достаточно тонкой, чтобы изгибные колебания на фоне всех возбуждаемых были бы доминирующими. С другой стороны, пусть анализируемый временной интеграл удовлетворяет условию полубесконечности толщины пластины. Это легко реализуется, если за время нагрева слоя металлизации, например, электрическим током тепловой фронт не достигает ее противоположной поверхности. Тогда граничные и начальные условия записываются в виде

$$w = \lim_{r \rightarrow 0} \left( -2\pi r^2 \cdot \lambda \frac{\partial T(r, \tau)}{\partial r} \right),$$

$$T(\infty, \tau) = T_0, \quad T(r, 0) = T_0. \quad (2)$$

Здесь  $w$  — мощность точечного источника тепла, W;  $2\pi r^2$  — площадь полусферического фронта распространения тепла;  $T_0$  — начальная температура, К. После преобразования Лапласа по времени (1) и (2) принимают вид

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (r T_L(r, s)) - \frac{s}{a} (r T_L(r, s)) + \frac{r T_0}{a} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{w}{s} = \lim_{r \rightarrow 0} \left( -2\pi r^2 \cdot \lambda \frac{\partial T_L(r, s)}{\partial r} \right), \quad T(\infty, s) = T_0, \quad (4)$$

где  $T_L(r, s)$  — изображение функции  $T(r, \tau)$ ;  $s$  — операторная переменная,  $\text{s}^{-1}$ .

Подставляя условия (4) в общее решение уравнения (3), приведенное в монографии [3],

$$r T_L(r, s) - \frac{r T_0}{s} = A \exp \left( \sqrt{\frac{s}{a}} r \right) + B \exp \left( -\sqrt{\frac{s}{a}} r \right),$$

находим коэффициенты  $A$ ,  $B$  и окончательное решение для изображения  $T_L(r, s)$

$$s T_L(r, s) - T_0 = \frac{w}{2\pi \lambda r} \exp \left( -\sqrt{\frac{s}{a}} r \right). \quad (5)$$

С помощью таблиц преобразований Лапласа [3] получаем оригинал выражения (5)

$$T(r, \tau) - T_0 = \frac{w}{2\lambda\pi r} \left( 1 - \Phi \left( \frac{r}{\sqrt{4a\tau}} \right) \right) = wG(r, \tau), \quad (6)$$

где  $\Phi(\xi) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^\xi \exp(-\xi^2) d\xi$  — интеграл вероятности.

Теперь, зная функцию Грина  $G(r, \tau)$  нашей задачи (6), можем получить решение для источника поверхностного нагрева произвольной формы

$$T(r, \tau) - T_0 = q \iint_{\Sigma'} G(r - r', \tau) d\Sigma'. \quad (7)$$

Здесь  $q$  — плотность потока тепла ( $\text{W}/\text{m}^2$ ) через поверхность  $\Sigma'$ , описываемую координатой  $r'$ . Для нахождения температурного поля, создаваемого прямоугольным источником нагрева длиной  $l$  (м) и шириной  $b$  (м), введем декартову систему координат с началом отсчета в центре дорожки. Оси  $X, Y$  направим соответственно вдоль ее длины и ширины, а ось  $Z$  — в глубь пластины. Если сопротивление дорожки металлизации равно  $R(\Omega)$ , то протекание постоянного тока силой  $I$  (А) вдоль оси  $X$  способствует появлению теплового потока плотностью

$$q = I^2 R / lb. \quad (8)$$

В новой системе координат подстановка (6) и (8) в (7) дает решение в квадратурах

$$T(x, y, z, \tau) - T_0 = \frac{I^2 R}{4\lambda lb \sqrt{\pi^3 a}} \int_0^\tau \frac{dt}{\sqrt{t^3}} \int_{-l/2}^{l/2} dx' \int_{-b/2}^{b/2} dy' \times \exp \left( -\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}{4at} \right), \quad (9)$$

описывающее распределение температур в пластине с прямоугольным источником нагрева.

Экспериментально удобнее всего отслеживать динамику изменения температуры поверхности кристалла (при  $z = 0$ ), совпадающей с температурой слоя металлизации, так как этот слой, как правило, очень тонок, а теплопроводность металлов значительно выше, чем полупроводников. Поэтому с помощью (9) можно определить не только усредненную температуру дорожки металлизации, но и найти поверхностное распределение температуры, определяющее условия зарождения петлевых дислокаций в полупроводниковой матрице при релаксации упругих напряжений.

Для упрощения интегрирования (9) допустим, что  $l \gg b$ , а толщина пластины, как и ранее, удовлетворяет условию полубесконечности. Это позволяет пренебречь утечкой тепла с концов проводника и положить в (9) пределы интегрирования по  $x'$  бесконечными. Тогда температурный профиль  $T(y, \tau)$  может быть представлен

уравнением

$$T(y, \tau) - T_0 = \frac{I^2 R}{2\pi\lambda lb} \left\{ \left( \frac{b}{2} - y \right) E_1 \left( \frac{(b/2 - y)^2}{4a\tau} \right) + \left( \frac{b}{2} + y \right) E_1 \left( \frac{(b/2 + y)^2}{4a\tau} \right) \right\} + \frac{I^2 R \sqrt{a\tau}}{\sqrt{\pi\lambda lb}} \left\{ \Phi \left( \frac{b/2 - y}{\sqrt{4a\tau}} \right) + \Phi \left( \frac{b/2 + y}{\sqrt{4a\tau}} \right) \right\}, \quad (10)$$

где

$$E_1(z) = \int_z^\infty \exp(-\xi) \frac{d\xi}{\xi}$$

— интегральная экспонента.

При сильной температурной зависимости  $R$ ,  $a$  и  $\lambda$  численные расчеты  $T(y, \tau)$  следует проводить с использованием среднеинтегральных значений этих параметров по температуре.

Отметим, что если усреднить (10) по  $y$  и устремить ширину дорожки  $b$  к бесконечности, то результат в точности совпадает с полученной в [2] временной зависимостью температуры бесконечной нагревающей плоскости

$$T(\tau) - T_0 = \frac{q\sqrt{a\tau}}{\lambda} = \frac{I^2 R \sqrt{a\tau}}{\lambda lb}.$$

Это решение целесообразно использовать в случае малых времен нагрева либо для широких дорожек.

## Генерация изгибных колебаний пластины термоударом

Известно [4], что нестационарные температурные поля точечного<sup>1</sup> источника нагрева создают в подложке механические напряжения, обуславливающие зарождение волн изгиба,

$$\sigma_{ik} = -K\beta \{T(r, \tau) - T_0\} \delta_{ik}. \quad (11)$$

Здесь  $\sigma_{ik}$  — тензор напряжений,  $\text{Pa}$ ;  $K$  — модуль всестороннего сжатия,  $\text{Pa}$ ;  $D$  — цилиндрическая жесткость пластины,  $\text{J}$ ;  $\beta$  — коэффициент теплового расширения,  $\text{K}^{-1}$ ;  $\delta_{ik}$  — тензор Кронекера.

При этом колебания пластины под действием внешних изгибающих сил описываются уравнением [4]

$$hd \frac{\partial^2 \varepsilon_z}{\partial \tau^2} + D\Delta^2 \varepsilon_z = \int_0^h \frac{\partial \sigma_{zk}}{\partial x_k} dz, \quad (12)$$

дифференцирование которого по времени  $\tau$  после подстановки в него (6) и (11) позволяет перейти от анализа

<sup>1</sup> Тепловые источники будем считать точечными, поскольку их геометрические размеры существенно меньше диаметра используемых пластин.

смещения точек поверхности пластины  $\varepsilon_z$  (m) к рассмотрению их колебательной скорости  $v_2$  (m/s)

$$hd \frac{\partial^2 v_z}{\partial \tau^2} + D\Delta^2 v_z = \frac{K\beta w}{4\lambda\sqrt{\pi^3\tau^3}a} \times \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{4a\tau}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{h^2}{4a\tau}\right)\right\}. \quad (13)$$

Видно, что отнесенная к единице площади поверхности вынуждающая сила возрастает по мере приближения к тепловому источнику ( $x$  и  $y \rightarrow 0$ ) и достигает своего максимального значения при  $\tau \rightarrow 0$ . Отсюда следует, что наиболее интенсивное зарождение колебаний происходит в момент включения теплового источника, прогревающего поверхностные слои полупроводника.

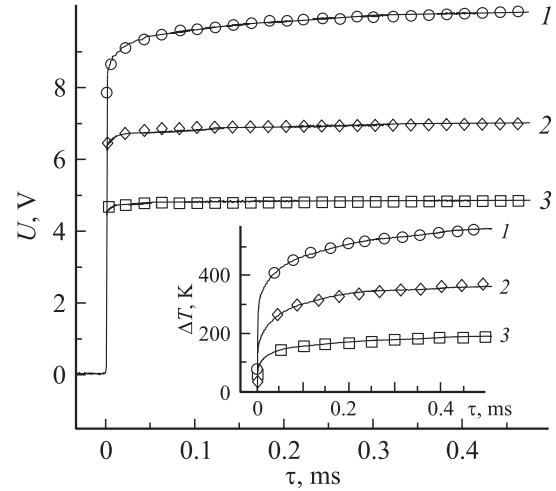
## Экспериментальные результаты

Исследования проводились на кремниевых пластинах ориентации (111) диаметром  $D_{pl} = 76$  mm и толщиной  $h = 350 \mu\text{m}$  с удельным сопротивлением  $30 \Omega \cdot \text{cm}$ , на поверхности которых методом фотолитографии были сформированы алюминиевые тестовые структуры (толщина пленки металла составляла  $1.5 \mu\text{m}$ ), состоящие из прямоугольной дорожки металлизации ( $l = 2.9$  mm,  $b = 75 \mu\text{m}$ ,  $D_{pl} \gg l \gg b$ ,  $l \gg h$ ) и контактных площадок для пропускания тока и контроля падения напряжения на различных ее участках [2]. Изучались термоакустические процессы при пропускании одиночных импульсов постоянного тока плотностью  $j \leq 7 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ , исключаяющей контактное плавление в системе Al-Si.<sup>2</sup> Длительность импульсов  $\tau_0$  не превышала времени достижения температурным фронтом противоположной поверхности пластины  $\tau = h^2/4a \sim 0.8$  ms.

Изгибные колебания пластины регистрировались плоским пьезодатчиком из керамики ЦТС-19 толщиной  $300 \mu\text{m}$  и диаметром 1 cm, приклеенным канифолью возле основного базового среза. Как было показано в [6], электрический сигнал  $U_S(\tau)$  с закрепленного таким способом датчика пропорционален колебательной скорости поверхности. Используемое оборудование обеспечивало уверенную фиксацию акустооткликов при всех токовых воздействиях  $j \geq 10^8 \text{ A/m}^2$ , вплоть до предельных значений, провоцирующих оплавление металлизированного слоя.

Синхронно с акустическим откликом  $U_S(\tau)$  с дорожки металлизации снималась временная зависимость напряжения  $U(\tau)$ , так называемая осциллограмма включения. Запись обоих сигналов на ЭВМ осуществлялась через цифровой запоминающий осциллограф С9-8, работающий в двухлучевом режиме.

<sup>2</sup> Выбор диапазона исследуемых  $j$  базировался на реальных плотностях постоянного тока  $j \leq 4 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ , используемых в современных полупроводниковых приборах [5]. Импульсный режим работы на порядок увеличивает предельные значения  $j$ .



**Рис. 1.** Экспериментальное (кривые) и расчетное (значки) изменение напряжения и температуры (вставка) дорожки металлизации при прохождении токового импульса.  $j = 3 \cdot 10^{10}$  (1),  $2.6 \cdot 10^{10}$  (2),  $2.2 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$  (3).

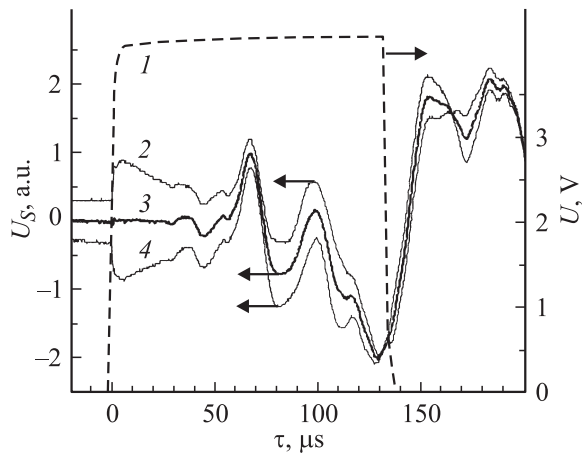
Экспериментальные осциллограммы включения  $U(\tau)$  сравнивались с результатами теоретических расчетов (10), пересчитанных в напряжение

$$U(y, \tau) = IR_0(1 + \alpha\{T(y, \tau) - T_0\}) = j l \rho_0(1 + \alpha\{T(y, \tau) - T_0\}), \quad (14)$$

с использованием известных для дорожки металлизации значений  $R_0 = 0.78 \Omega$ ,  $\rho_0 = 2.7 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$  при  $T_0 = 290 \text{ K}$  и температурного коэффициента сопротивления  $\alpha$  алюминия, ( $\text{K}^{-1}$ ). Температурные зависимости  $c$ ,  $\lambda$ ,  $d$  для кремния и  $\rho_0$ ,  $\alpha$  для алюминия брались из [7], аппроксимации функций  $E_1(\xi)$ ,  $\Phi(\xi)$  — из [8].

Численный анализ показал, что значение температуры в центре ( $y = 0$ ) дорожки всегда несколько выше ее значения на краю ( $y = \pm b/2$ ). Это качественно подтверждается тем, что оплавление металлизации при критических плотностях тока всегда начинается от центра ( $y = 0$ ). Расчетная же разность температур при докритических значениях тока не превышает  $11^\circ\text{C}$ . Следовательно, максимальный разброс  $R$  по ширине дорожки должен быть ограничен 5%, что позволяет пренебречь неоднородностью распределения сопротивления. Поэтому дальнейшие расчеты велись с использованием (10) при  $y = 0$ . Прекрасная согласованность теории с экспериментом (рис. 1) позволяет применять предложенную модель не только для построения температурных профилей в толще полупроводниковой пластины, но и для анализа возбуждаемых термоударом изгибных колебаний.

Регистрация экспериментальных сигналов с акустического датчика  $U_S(\tau)$  с целью выделения неискаженной информации производилась дифференциальным способом. Для этого через тестовую структуру поочередно пропускались одинаковые импульсы различной полярности и фиксировались соответствующие акустические



**Рис. 2.** Вид сигнала с акустического датчика при пропускании через дорожку металлизации токового импульса прямой (2) и обратной (4) полярности. 1 — синхронно снятая осциллограмма включения ( $j = 1.7 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ ), 3 — среднее арифметическое сигналов 2 и 4 (для наглядности кривые 2 и 4 разнесены вверх и вниз по оси ординат).

отклики (2, 4 на рис. 2). Полезный сигнал (3 на рис. 2) находился как их среднее арифметическое.

Наибольшие отличия результирующей кривой от исходных зависимостей (2, 4 на рис. 2) наблюдаются на начальном этапе прохождения токового импульса, где из всех кривых  $U_S(\tau)$  только на усредненной (3 на рис. 2) отражено реальное запаздывание начала акустического отклика. Мы использовали эту информацию для определения скорости распространения изгибных колебаний, которая оказалась равной  $\sim 1.5 \text{ km/s}$ .

Найденное значение скорости должно соответствовать волновой гармонике, максимальной из фиксируемых частот, поскольку волны изгиба характеризуются возрастающим законом дисперсии [9]. Как показало численное фурье-преобразование сигнала, речь идет о гармонике 61 kHz. Более подробный анализ частотного состава возбуждаемых термоударом изгибных колебаний представлен в [10].

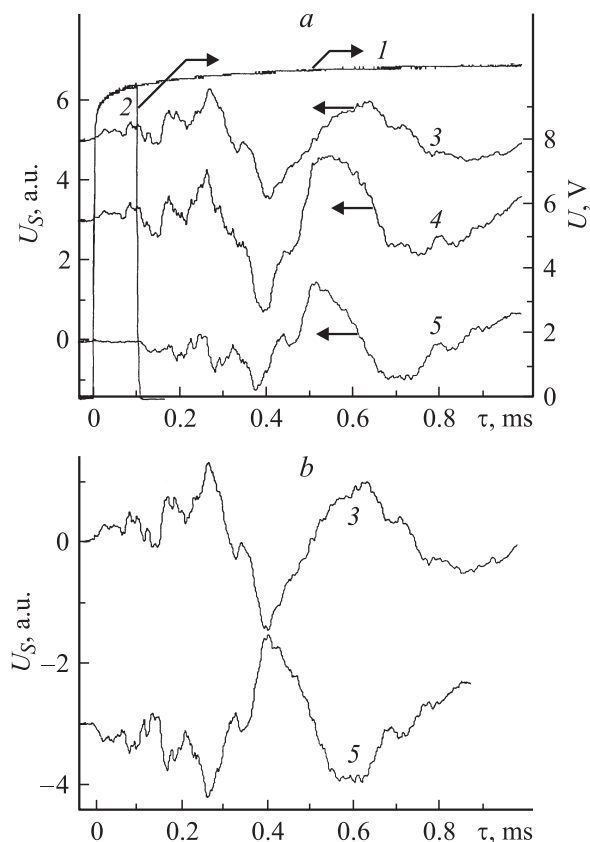
Рассмотрение акустического отклика от полного токового импульса не позволяет выделить основные стадии зарождения механических колебаний, так как его тепловое воздействие подразделяется на три этапа. Первый из них связан с тепловым ударом при включении импульса, второй — с периодом продолжительного нагрева, в течение которого в кристалле рассеивается основная доля тепловой энергии, и третий — с мгновенным прерыванием теплового потока при отключении импульса. Поэтому для оценки роли каждого из них проводилась серия опытов, позволяющая выделять звуковые сигналы от всех рассматриваемых этапов.

Наиболее легко фиксируется совмещенный отклик от первых двух составляющих (3 на рис. 3), если время регистрации звукового сигнала (например, 0.99 ms)

оказывается меньше длительности токового импульса (1 ms), представленного кривой 1 на рис. 3.

Для выделения третьей составляющей, связанной с отключением импульса, необходимо иметь серию независимых акустооткликов. Их следует возбуждать нагревом той же тестовой структуры различными по длительности  $\tau_{0i}$  импульсами одинаковой амплитуды ( $\tau_{0i} < 0.99 \text{ ms}$ ). Разность любого из полученных звуковых сигналов (4 на рис. 3, a) и кривой 3 (рис. 3, a) даст отклик от выключения тока (5 на рис. 3, a).

Характерно, что приведение начала акустического отклика кривой 5 (рис. 3, b) к нулю по оси времени дает зеркальное отображение кривой 3 с точностью до одной дискреты измерительного прибора. Этот результат не зависит от длительности импульса  $\tau_{0i}$ , определяющей второй этап рассматриваемого процесса. Значит, генерация сигнала происходит только в моменты включения и выключения тока, что непосредственно следует из (13). Здесь следует дополнить, что амплитуда суперпозиции откликов от двух токовых скачков, связанных с включением и выключением  $j$ , определяется  $\tau_{0i}$ , задающей временной сдвиг [10].



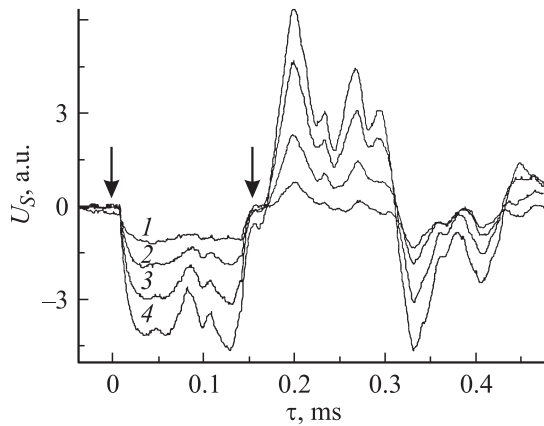
**Рис. 3.** Напряжение на дорожке металлизации при прохождении токовых импульсов  $j = 2.6 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$  длительностью, ms: 1 — 1, 2 — 0.1, 3, 4 — соответствующие им акустические отклики; 5 — результат вычитания 3 из 4. Кривые 3, 4 (a) смещены по оси ординат относительно 5 на 0.5 и 0.3 a.u. соответственно, кривая 5 (b) смещена по оси абсцисс влево на  $\tau_0 = 0.1 \text{ ms}$  и по оси ординат на 3 a.u.

При увеличении плотности тока  $j$  и, следовательно, мощности токового импульса

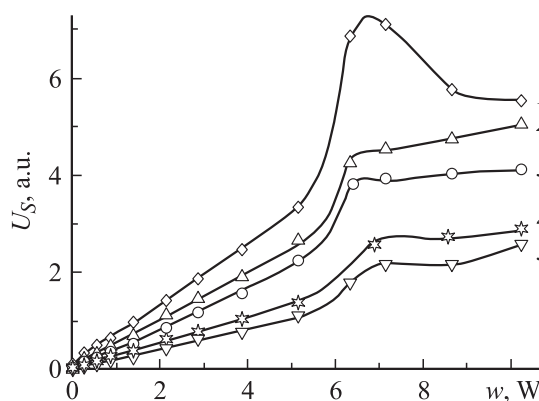
$$w = I \cdot \frac{1}{\tau_0} \cdot \int_0^{\tau_0} U(\tau) d\tau$$

не обнаружено изменений в частотных и фазовых характеристиках акустического отклика, зависящих лишь от способа закрепления краев пластины [10]. С другой стороны, зарегистрировано возрастание его амплитуды.

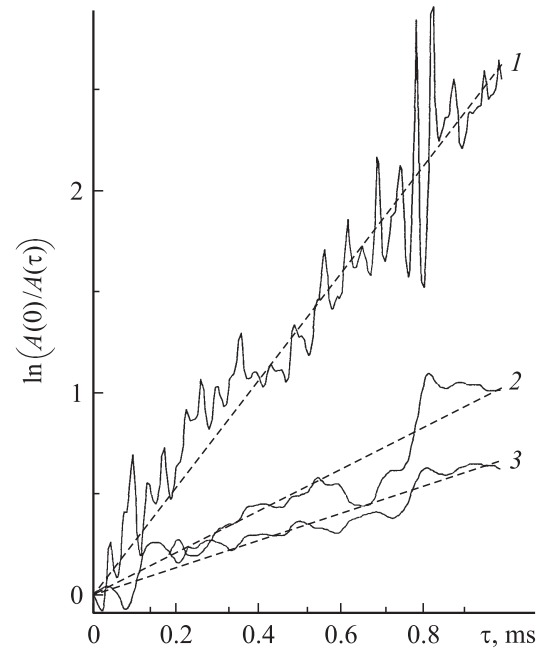
Амплитудные изменения звукового сигнала отслеживались для каждого из локальных максимумов зависимостей  $U_S(\tau)$ , представленных на рис. 4. Видно, что каждая из  $U_S$  возрастает пропорционально мощности возбуждающего импульса  $w$  (рис. 5), как это и следует из (13). Их экстраполяция в начало координат указывает на возникновение акустического отклика при сколь угодно малом импульсном токовом воздействии. Однако при



**Рис. 4.** Нарастание амплитуды акустического отклика с ростом амплитуды возбуждающего импульса  $j, \text{A/m}^2$ : 1 —  $1.2 \cdot 10^{10}$ , 2 —  $1.4 \cdot 10^{10}$ , 3 —  $1.7 \cdot 10^{10}$ , 4 —  $1.9 \cdot 10^{10}$ . Стрелками указаны моменты включения–выключения импульсов.



**Рис. 5.** Зависимость значений локальных максимумов амплитуды акустического отклика  $U_S(\tau)$  от мощности выделяемого в слое металлизации джоулева тепла. Каждая кривая соответствует определенному максимуму на рис. 4.  $\tau, \text{ms}$ : 1 — 0.195, 2 — 0.270, 3 — 0.332, 4 — 0.230, 5 — 0.405.



**Рис. 6.** Линейная аппроксимация (штриховые кривые) зависимостей амплитуд гармоник (сплошные кривые) от времени прохождения импульса. 1 — 26.7, 2 — 9.1, 3 — 3.7 kHz.

$j > 3.4 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$  ( $w > 5.2 \text{ W}$ ) линейность зависимости  $U_S(\tau)$  от  $w$  нарушается, что свидетельствует о перераспределении энергии в пользу деградиционных процессов, проявляемых в разрушении слоя металлизации и образовании дефектов монокристаллической матрицы. Это позволяет выявлять безопасные пределы токовой нагрузки на полупроводниковые структуры.

К завершающей части наших исследований следует отнести определение параметров затухания акустического сигнала. Наиболее надежная информация этого плана может быть получена лишь по характеру затухания акустоотклика от полного токового импульса либо от последнего его этапа, связанного с мгновенным прерыванием теплового потока. Если время регистрации затухающего акустического сигнала достаточно велико,<sup>3</sup> то коэффициент затухания легко может быть определен по огибающей  $U_S(\tau - \tau_0)$  всего пакета. Значительно больший интерес представляют коэффициенты затухания всех отфильтрованных кристаллом гармоник. Этого можно добиться путем последовательной обработки самодостаточных фрагментов<sup>4</sup> регистрируемого акустоотклика.

Сущность этой процедуры заключалась в следующем. Над выбранным „окном“ производилось преобразование

<sup>3</sup> Т.е. амплитуда огибающей сигнала уменьшается не менее, чем в  $e$  раз.

<sup>4</sup> Под самодостаточным фрагментом („окном“) регистрируемого отклика подразумевается такое количество точек всего массива, которое позволяет уверенно производить преобразование Фурье. В приведенных здесь результатах исследований окно вмещало 50% данных всего (2048 точек) массива.

Временной коэффициент затухания различных частотных полюсов волн изгиба в тонкой кремниевой пластине

$f$ , kHz	$\Gamma$ , $s^{-1}$
3.7	671
6.2	1032
9.1	1164
11.4	2402
26.1	2678

Фурье и фиксировались амплитуды различных гармоник. Затем „окно“ сдвигалось по времени на одну дискрету и вычисления повторялись. В результате получались зависимости амплитуд исследуемых гармоник  $A(\tau)$  от времени, которые перестраивались в полулогарифмическом масштабе (рис. 6), и путем линеаризации по ним определялись временные коэффициенты затухания

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} \ln \frac{A(0)}{A(\tau)}. \quad (15)$$

Результаты этих вычислений приведены в таблице. Они хорошо коррелируют с коэффициентом затухания всего волнового пакета  $\Gamma = 1103 s^{-1}$ , определенным по огибающей сигнала.

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние импульсного токового воздействия на температурные режимы слоев металлизации и амплитудные характеристики термостимулированных изгибных колебаний подложки. Показано, что генерация звуковых волн происходит в моменты любого скачкообразного изменения плотности тока. Их амплитуда пропорциональна электрической мощности импульса. Медленные изменения сопротивления и, следовательно, электрической мощности не приводят к возбуждению заметных колебаний.

Установлено, что по изменениям интенсивности генерируемого в подложке звукового излучения представляется возможным выявление области безопасной работы полупроводниковых структур.

## Список литературы

- [1] *Калитенко В.А., Кучеров И.Я., Перга В.М.* // УФЖ. 1986. Т. 31. Вып. 8. С. 2006–2008.
- [2] *Орлов А.М., Пирогов А.В., Емельянова Т.Г.* // Неорганические материалы. 1993. Т. 29. Вып. 11. С. 1559–1562.
- [3] *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
- [4] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
- [5] *Гликман Е.Э., Иванов Э.Д., Осипов И.А.* // Микроэлектроника. 1990. Т. 19. Вып. 2. С. 132–138.
- [6] *Домаркас В.И., Кажис Р.-И.Ю.* Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: Минтис, 1975. 255 с.
- [7] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1988. 1232 с.
- [8] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984. 831 с.
- [9] *Красильников В.А., Крылов В.В.* Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
- [10] *Орлов А.М., Скворцов А.А., Пирогов А.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 5. С. 57–63.