

Интересно отметить отсутствие дисперсии положения главной плоскости, которое характерно для ГЦЛ при  $P_1 \approx 0.25 P$ , так как для него дисперсия показателя преломления стекла компенсируется дисперсией параметра  $g$ .

Описанная установка позволила также измерить каустики световых полей при падении на ГЦЛ параллельного пучка света (рис. 4). В табл. 2 приведены расчетные и экспериментальные значения перетяжек  $w$  на уровнях 0.5,  $e^{-1}$ ,  $e^{-2}$ -сигнала.

Т а б л и ц а 2

$\lambda$ , мкм	$\omega_{0.5}$ , мкм		$\omega_{1/e}$ , мкм		$\omega_{1/e^2}$ , мкм	
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
0.63	1.31	2.4	1.54	3.2	2.06	6.8
1.15	2.46	4.6	2.89	6.8	3.88	9.4

Расчетное геометрическое место пересечения лучей, прошедших ГЦЛ, отличается от экспериментально определенного вершинного отрезка на 2 мкм. Следует отметить, что согласно теории Ломмеля [7] интенсивность сходящегося пучка падает на 20 % на расстоянии

$$\Delta z = \pm 3.2 \frac{\lambda}{2\pi} (NA)^{-1}$$

от геометрического места пересечения лучей. Величина  $\Delta z$  для исследуемого ГЦЛ составила 5.2 мкм, что превышает точность определения значения вершинного отрезка по предложенной нами методике.

В заключение отметим, что при проектировании волоконно-оптических систем с использованием ГЦЛ необходимо учитывать их дисперсионные свойства.

#### Список литературы

- [1] Tomlinson W. J. // Appl. Opt. 1980. Vol. 19. P. 1127—1138.
- [2] Суэмацу Я., Катаока С., Кисино К. и др. Основы оптоэлектроники. М.: Мир, 1988. С. 28.
- [3] Гречанин Л. А., Гордого М. Р., Сахаров В. В. и др. // Физика и химия стекла. 1982. Т. 8. № 2. С. 205—211.
- [4] Ильин В. Г., Ремизов Н. В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 2. С. 105—110.
- [5] Гончаров И. Г., Грачев А. П., Дедушенко К. Б. и др. А. С. 1157363. БИ № 19. 1985.
- [6] Heavens O. S. Optical Properties of Thin Solid Film. New York: Academic Press, 1955. 127 p.
- [7] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., Наука, 1973. 401 с.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
4 марта 1988 г.  
В окончательной редакции  
23 июля 1990 г.

## ЭФФЕКТ УВЕЛИЧЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ АЛЮМИНИЕВОЙ ПЛЕНКИ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Б. А. Нечаев, А. И. Пушкарев, С. С. Сулакишин

### Введение

При исследовании взаимодействия лазерного излучения с веществом большой интерес для изучения фундаментальных свойств твердого тела представляет область энергии излучения, недостаточная для плавления облученных образцов. Наряду с известными эффектами взаимодействия (нагрев, термоэлектронная эмиссия и фотоэффект [1]) обнаружены новые явления. При воздействии лазерным излучением с плотностью мощности около 20 МВт/см<sup>2</sup> на

полупроводник наблюдались сдвиг края фундаментального поглощения в коротковолновую область и появление спектральной щели на частоте накачки [2], что объясняется авторами нарушением кристаллической решетки полупроводника по нетепловому механизму сильной электромагнитной волной лазерного излучения. В работе [3] описано изменение спектров поглощения пленок  $V_2O_5$  и  $MoO_3$  под влиянием облучения  $CO_2$  лазера, которое авторы связывают с устойчивыми искажениями решетки в области вакансий. При исследовании разрушения алюминиевой пленки обнаружен эффект низкотемпературного разрушения при энергии лазерного излучения, недостаточной для плавления пленки [4]. Разрушение пленки объясняется возникновением напряжений из-за генерации в пленке акустической волны. Возбуждение поверхностных акустических волн большой амплитуды при облучении лазером отмечено в работе [5].

В данной работе изложены результаты исследования изменения сопротивления тонких алюминиевых пленок при облучении импульсным излучением рубинового лазера ( $\lambda = 6940 \text{ \AA}$ ). Обнаруженный эффект носит обратимый характер, воздействие лазера не вызывает разрушения пленки.

### Экспериментальная установка

Несфокусированное излучение рубинового лазера падает под углом на исследуемую пленку. За 60–80 нс до прихода лазерного излучения поступает импульс напряжения амплитудой 10 В и длительностью 500 нс с генератора Г5-56 на резистивный делитель из сопротивления 47 Ом и сопротивления исследуемой пленки. Импульсное напряжение со средней точки делителя подается на осциллограф С8-12. Мощность лазерного излучения 0.8–5 МВт, длительность лазерного импульса 30 нс. Исследуемые пленки с зеркальной поверхностью получены термическим напылением алюминия на стеклянную подложку. Толщина пленки у раз-

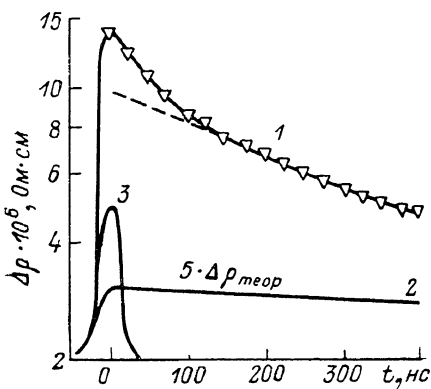


Рис. 1. Зависимость от времени приращения удельного сопротивления пленки.

1 — эксперимент, 2 — расчет из тепловой модели, 3 — интенсивность лазерного излучения в относительных единицах.

ных образцов составляла от 2700 до 5000  $\text{\AA}$ , размеры  $3 \times 24 \text{ мм}^2$ . Для удобства анализа изменение полного сопротивления пленки пересчитывали в изменение удельного сопротивления участка пленки, освещаемого лучом лазера.

### Результаты измерений

Экспериментальные исследования показали, что при освещении импульсом лазерного излучения металлической пленки резко увеличивается ее сопротивление. Задержка между лазерным импульсом и скачком сопротивления была менее 10 нс. Временное изменение приращения удельного сопротивления алюминиевой пленки при освещении лазерным импульсом с энергией 0.1 Дж (при плотности потока энергии, поглощенной пленкой, менее  $0.1 \text{ МВт/см}^2$ ) показано на рис. 1 (кривая 1) в полулогарифмическом масштабе. Плоскость поляризации лазерного излучения перпендикулярна плоскости пленки. Темновое удельное сопротивление пленки  $3.4 \times 10^{-5} \text{ Ом·см}$ . Угол падения лазерного излучения  $75^\circ$ .

Из рис. 1 видно, что при  $t > 100 \text{ нс}$  спад приращения удельного сопротивления можно описать соотношением

$$\Delta \rho(t) = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

где  $\rho_0$  — максимальная величина экспоненциальной компоненты приращения удельного сопротивления пленки,  $\tau$  — постоянная времени.

Для исследованных алюминиевых пленок разной толщины величина  $\tau \approx 500 \text{ нс}$  и не зависит от мощности лазерного излучения.

Зависимость приращения удельного сопротивления пленки при освещении лазером от энергии лазерного импульса, как видно из рис. 2, близка к линейной. Энергия и форма им-

пульса лазерного излучения контролировались в процессе измерения по импульсу с фотокатода ФК-19, предварительно откалиброванному по ИМО-2. Дополнительным подтверждением линейной зависимости обнаруженного эффекта от энергии лазерного импульса является результат исследования зависимости  $\rho_0$  от угла падения лазерного излучения на исследуемую пленку. Для плоскости поляризации излучения, нормальной к плоскости образца из чистого металла, поглощающая способность оптического излучения [6].

$$A = A_{\perp} \cos \beta, \quad (1)$$

где  $A_{\perp}$  — поглощающая способность образца при нормальном падении излучения,  $\beta$  — угол падения (относительно нормали).

При линейной зависимости приращения удельного сопротивления пленки от поглощенной энергии лазерного излучения должно выполняться соотношение

$$\rho_0 = \rho_{\perp} \cos \beta, \quad (2)$$

где  $\rho_{\perp}$  — величина  $\rho_0$  при нормальном падении излучения на поверхность образца.

Из экспериментальных данных рис. 3 видно, что соотношение (2) хорошо описывает зависимость  $\rho_0$  от угла падения излучения.

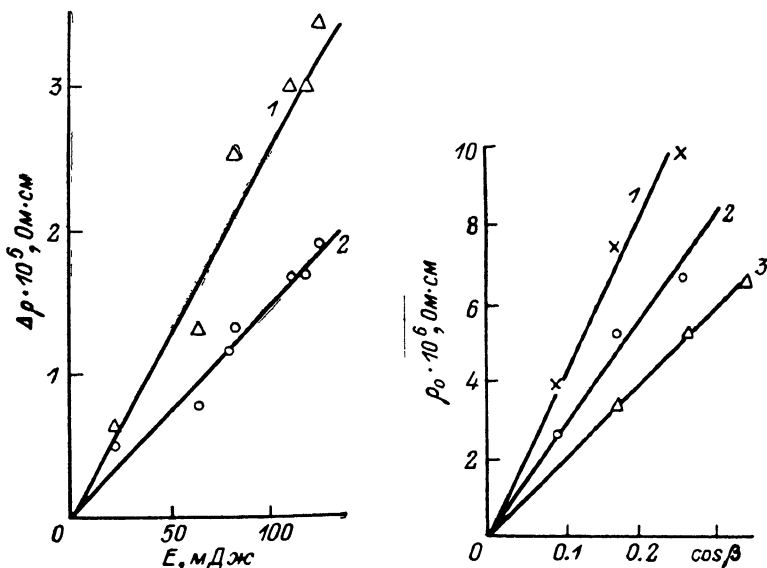


Рис. 2. Зависимость приращения удельного сопротивления  $\Delta \rho_{\max}$  (1) и  $\rho_0$  (2) при освещении лазером от энергии в импульсе.

Рис. 3. Зависимость максимальной величины экспоненциальной компоненты приращения удельного сопротивления алюминиевой пленки от угла падения излучения для пленок разной толщины.

1 — 2700, 2 — 4000, 3 — 5000 Å.

Интерес представляет корреляция зависимостей от толщины пленки приращения удельного сопротивления пленки при воздействии лазерного излучения с постоянной мощностью и величины удельного сопротивления этой пленки. Увеличение объемного сопротивления пленки с уменьшением толщины обусловлено, по-видимому, ростом ее дефектности.

### Теоретический анализ

Наблюдаемый эффект увеличения сопротивления пленки при освещении импульсным лазерным излучением большой мощности может быть обусловлен температурной зависимостью сопротивления при прямом нагреве пленки лазерным излучением, термоэлектронной эмиссией, внешним фотоэффектом.

Температурная зависимость удельного сопротивления

$$\Delta \rho = \rho_T a_T \Delta T, \quad (3)$$

где  $\rho_T$  — удельное сопротивление пленки при комнатной температуре,  $\alpha_T$  — температурный коэффициент сопротивления,  $\Delta T$  — перегрев пленки.

Для оценки величины перегрева пленки допустим следующее: 1) пленка прогревается равномерно по толщине; 2) охлаждение пленки идет только за счет теплоотвода в стекло, теплоотводом от освещаемого участка по пленке пренебрегаем, так как поперечное сечение пленки мало; 3) тепловым сопротивлением контакта Al—стекло пренебрегаем; 4) пленка остывает равномерно по толщине и ее температура равна температуре поверхности стекла, так как коэффициент теплопроводности алюминия значительно больше, чем у стекла, и градиент температуры в пленке исчезает гораздо быстрее, чем меняется температура поверхности стекла.

Расчет максимального перегрева исследуемой пленки лазерным импульсом можно сделать по соотношению, полученному в [1] для прямоугольной формы импульса и однородной плотности мощности излучения

$$\Delta T_{\max} = \frac{2F_0}{K} \sqrt{\frac{x t}{\pi}}, \quad (4)$$

где  $F_0$  — плотность мощности лазерного излучения,  $K$  — теплопроводность,  $x$  — коэффициент температуропроводности,  $t$  — длительность импульса.

При нормальном падении излучения на алюминиевый образец и плотности мощности излучения менее 100 МВт/см<sup>2</sup>,  $\lambda \approx 0.7$  мкм коэффициент отражения не менее 0.8 [1]. Для условий, соответствующих экспериментальной кривой на рис. 1 ( $E=0.1$  Дж,  $\beta=75^\circ$ , диаметр луча 1.4 см) и однородной плотности мощности излучения, получим  $F_0=0.11$  МВт/см<sup>2</sup> (с учетом уравнения (1)), что соответствует по соотношению (4) максимальному перегреву не более 9 °С.

Для того чтобы учесть изменение мощности лазерного излучения во времени и по сечению луча, а также рассчитать релаксацию температуры пленки до исходной после воздействия лазерного импульса, воспользуемся результатами численного интегрирования, приведенными в [1]. Тогда

$$\Delta T(t) = \frac{dF_{\max}}{4K\sqrt{\pi}} Q(t), \quad (5)$$

где  $d$  — диаметр луча лазера;  $F_{\max}$  — плотность мощности лазерного излучения в центре луча;  $Q$  — параметр, отражающий изменение температуры пленки во времени.

Для несфокусированного лазерного излучения с гауссовским распределением плотности мощности излучения по сечению при полной поглощенной мощности 0.7 МВт, диаметре луча 1.4 см  $F_{\max} \approx 0.5$  МВт/см<sup>2</sup> [1]. Величину  $Q$  для разных моментов времени находим из соответствующих кривых в работе [1]. Результаты теоретического расчета температурной зависимости приращения удельного сопротивления пленки из-за прямого нагрева лазерным лучом показаны на рис. 1 (кривая 2). Максимальный перегрев пленки при этом не превышал 4 °С.

Экспериментально обнаруженное увеличение сопротивления алюминиевой пленки при освещении лазерным импульсом более чем в 20 раз превышает рост сопротивления из-за ее разогрева излучением лазера. Кроме того, экспериментально обнаружено, что релаксация избыточного сопротивления идет значительно быстрее, чем следует из температурной модели (рис. 1). Поэтому обнаруженный эффект не может быть обусловлен температурной зависимостью сопротивления при прямом нагреве пленки лазерным излучением.

В экспериментальной установке, используемой для исследования изменения сопротивления алюминиевой пленки при освещении мощным лазером, величину изменения сопротивления пленки оценивали по изменению падения напряжения на ней. Очевидно, что эмиссия электронов из пленки из-за фотоэффекта или нагрева пленки также может вызвать изменение потенциала средней точки резистивного делителя. Для оценки величины этого изменения потенциала проводили измерения на той же установке, но при отключенном генераторе импульсов напряжения. Изменения потенциала не превышали уровень шума.

### Выводы

Экспериментально обнаруженное увеличение сопротивления алюминиевых пленок при освещении их импульсным излучением рубинового лазера не объясняется известными эффектами, возникающими при взаимодействии лазерного излучения с металлами (температурная зависимость сопротивления при прямом нагреве пленки лазерным излучением, термоэлектронная эмиссия и фотоэффект).

- [1] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 465 с.  
 [2] Лисица М. П., Кулиш Н. Р., Мазниченко А. Ф. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 8. С. 1479—1485.  
 [3] Манухин А. В., Плаксин О. А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 14. Вып. 16. С. 1467—1470.  
 [4] Альтшулер Г. Б., Ермолаев В. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 13. Вып. 3. С. 152—158.  
 [5] Дышяков В. А., Дыжне А. Н. и др. // Изв. АН СССР. Физика. 1988. Т. 52. № 9. С. 1809—1816.  
 [6] Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957. 430 с.

Научно-исследовательский институт  
 ядерной физики  
 при Томском политехническом  
 институте  
 им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию  
 13 июля 1989 г.  
 В окончательной редакции  
 2 февраля 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 60, в. 12, 1990

© 1990 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОГО СУРЬМОЙ КРЕМНИЯ, ПОДВЕРГНУТОГО ДЕЙСТВИЮ МОЩНОГО НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. И. Плотников, В. А. Логинов, С. И. Рембеза

### Введение

Исследование фазовых переходов в условиях импульсного нагрева представляет большой научный и практический интерес, поскольку эти процессы реализуются в неравновесных условиях. Фазовые переходы в полупроводниках под действием лазерных и электронных пучков изучены достаточно полно [1], в то время как процессы, развивающиеся на поверхности в условиях импульсного нагрева мишеней некогерентным излучением, практически не исследованы. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования неравновесных процессов поверхностного плавления и кристаллизации ионно-имплантированного кремния в условиях импульсного нагрева некогерентным излучением.

### Методы исследования

В качестве объектов исследования использовались пластины монокристаллического кремния диаметром 76 мм  $p$ -типа проводимости ( $\rho=10$  Ом·см) ориентации (111), легированные сурьмой методом имплантации ионов с энергией 80 кэВ до концентрации  $2 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$ . Нагрев образцов осуществлялся моноимпульсами излучения ксеноновых ламп ( $\lambda=0.2-1.3$  мкм) длительностью  $\sim 1$  с плотностью энергии 90—130 Дж/см $^2$ .

С целью получения различных стадий процесса плавления на одном образце максимум потока излучения был смещен относительно центра мишени, что позволило наблюдать переходы от исходной матрицы к рекристаллизованным областям, имевшим к моменту окончания действия импульса различную температуру в результате неравномерного нагрева.

### Экспериментальные результаты

Начальная стадия плавления кремния, имплантированного ионами сурьмы, характеризуется локальным зарождением жидкой фазы (рис. 1, а). Плотность центров плавления составляет  $5 \cdot 10^6$  см $^{-2}$ , кристаллографическая огранка у рекристаллизованных островков отсутствует. При удалении от границы с исходной матрицей наблюдается слияние локальных областей плавления с образованием развитого рельефа поверхности (рис. 1, б). Следующая характерная область образца представляет собой совокупность ячеек круглой формы размером  $\sim 100$  мкм (рис. 1, в). С приближением к периферии образца (с повышением температуры)